PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 2. 15. Januar 1911. Redaktionsschluß für No. 3 am 21. Januar 1911. 12. Jahrgang.

INHALT.

Originalmitteilungen:

H. v. Martin, Beobachtungen an metallischen Leitern von sehr hohem Widerstand und elektronentheoretische Folgerungen. S. 41.

W. P. Roop, Eine neue Methode für Untersuchungen über die magnetische Permeabilität der Gase. S. 48.

W. P. Roop, Die magnetischen Eigenschaften der Flammen. S. 56.

D. Enskog, Über eine Verallgemeinerung der zweiten Maxwellschen Theorie der Gase. S. 56.

Mitteilungen aus dem physikalischen Institut der National-Universität La Plata (Argentinien):
Nr. 1: E. Bose, Experimentalbeitrag zur Schwarmtheorie der anisotropen Flüssigkeiten. S. 60.

K. Przibram, Ladungsbestimmungen an Nebelteilchen. S. 62.

J. Schünemann, Untersuchungen über den elektrischen Zustand der Luft in Höhlen und Kellern. S. 64.

A. Gockel, Luftelektrische Messungen auf der Adria und dem Mittelmeere. S. 65.

L. Geiger, Steigerung der Empfindlichkeit bei der Gauß-Poggendorffschen Spiegelmethode. S. 66.

H. Rein, Der radiotelegraphische Gleichstrom-Tonsender. S. 70.

E. Nesper, Der radiotelegraphische Gleichstrom-Tonsender. S. 70.

C. Lorenz A.-G., Der radiotelegraphische Gleichstrom-Tonsender. S. 70.

Physikalische Technik:

W. Grix, Geschweißtes Spezial-Kompensationsmetall in besonderer Anordnung zur Hervorbringung relativ großer Bewegungen bei Temperaturänderungen. S. 72.

W. Volkmann, Eine einfache schütterfreie Aufhängung. S. 75.

W. Volkmann, Die zweckmäßige Größe des Galvanometerspiegels. S. 76.

Besprechungen:

L. Cerebotani, Fernschreibmaschine. S. 77.

L. Cerebotani, Neues Zentralbatteriesystem. S. 78.

P. Thomas, 16 Lektionen zur Einführung in die Pflanzenphysiologie. S. 78.

B. Peter, Die Planeten. S. 78

J. Scheiner, Der Bau des Weltalls. S. 78.

M. Faraday, Naturgeschichte einer Kerze. S. 78.

C. Doelter, Das Radium und die Farben. S. 79.

G. Jäger, Theoretische Physik. I. II. S. 79.

F. Linke, Das Werden im Weltall. S. 79.

E. Mangold, Unsere Sinnesorgane und ihre Funktion. S. 79.

P. Spies, Physikalische Entwicklungsmöglichkeiten. S. 79.

E. Hoppe, Freiwillige Schülerübungen in Physik. S. 79.

Jahrbuch der Naturwissenschaften. XXIV. XXV. S. 79. 80.

J. Stark, Prinzipien der Atomdynamik. I. S. 80.

H. Minkowski, Zwei Abhandlungen über die Grundgleichungen der Elektrodynamik. S. 80.

Personalien. S. 80.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Beobachtungen an metallischen Leitern von sehr hohem Widerstand und elektronentheoretische Folgerungen.

Von Hilda v. Martin geb. Landschütz.

Gültigkeit des Gesetzes von Ohm.

Das Gesetz von Ohm ist an Leitern mit sehr hohem spez. Widerstand nicht häufig geprüft worden. Die Untersuchungen von M. Le Blanc[1]) und F. Kerschbaum haben gezeigt, daß Glas, aus welchem die die Ionenleitung bewirkenden Alkalien durch Elektrolyse entfernt worden sind, nicht dem Gesetz von Ohm, sondern einem Parabelgesetz folgt.

Die hier untersuchten kristallisierten Körper zeigen keinerlei sichere Merkmale elektrolytischer Leitung, doch haben einige ihrer Dissoziationswärmen bereits eine Größe, die nach den Untersuchungen von J. Koenigsberger[2]), O. Reichenheim und K. Schilling die Grenze zwischen metallischer und elektrolytischer Leitfähigkeit angibt.

Daher schien es nützlich, die Gültigkeit des Gesetzes von Ohm zu prüfen. Die Versuchsanordnung bietet einige technische Schwierigkeiten, weil die Widerstände für Galvanometer mit der üblichen Empfindlichkeit zu groß, für Verwendung elektrostatischer Anordnungen aber zu klein sind. Daher wurde ein hochempfindliches Galvanometer mit Panzerschutz nach Du Bois-Rubens verwandt und für gute Isolation aller Drähte Sorge getragen. Hierbei müssen selbstverständlich Isolationsmaterialien wie Hartgummi, Porzellan, Siegellack benutzt werden, deren Widerstand nach den Untersuchungen von W. Dietrich[1]) erheblich größer ist als derjenige der untersuchten Materialien. Gleichwohl sind kleine Isolationsfehler, 0,5—1 mm Ausschlag am Galvanometer entsprechend, kaum zu vermeiden. Der hierdurch entstehende Ausschlag wird stets im Vorversuch bestimmt, wobei der Stromkreis direkt an der zu untersuchenden Substanz unterbrochen wird.

Sehr wichtig sind ferner die Kontakte. Um ein gutes gleichmäßiges Anliegen zu erzielen, wird Kupferamalgam (Zahnplombe) verwandt. Verkupfern der Stäbe ist wegen der großen Widerstände nicht möglich. Auf das Kupferamalgam wird amalgamiertes Kupferblech auf-

1) M. Le Blanc und F. Kerschbaum, Zeitschr. phys. Chem. **72**, 468, 1910.

2) J. Koenigsberger und K. Schilling, Ann. d. Phys. **32**, 179, 1910.

1) W. Dietrich, Über die elektrische Leitfähigkeit von Isolatoren. Diss. Göttingen 1909.

gelegt, an das ein Kupferdraht angelötet ist. Nach dem Erstarren haftet das Ganze fest am Untersuchungsobjekt und kann nicht losgelöst werden.

Im folgenden sind stets Mittelwerte der (ballistischen und statischen) Ausschläge aus mehreren Messungen gegeben. Die Spannung in Volt ist mit V, der Quotient von Spannung und Ausschlag in willkürlichen Einheiten mit W bezeichnet. Der Widerstand ist unabhängig von der Zeit des Stromdurchgangs, zeigt weder Polarisation noch Verbesserung durch den Strom.

Niobsaures Eisenoxydul (Columbit).

V	W
24	6,7
42	7,0
72	6,9

Spaltfläche, Leitfähigkeit $\parallel$ c Achse. Der spezifische Widerstand ist von der Größenordnung $10^7\,\Omega$. Er variiert je nach der chemischen Zusammensetzung der Kristalle bei 16° in den Grenzen $10^7 - 10^8\,\Omega$.

Schwefelantimon (Antimonglanz).

Spaltfläche, Leitfähigkeit $\parallel$ c Achse, bei 17,2°. Der spezifische Widerstand ist bei den einzelnen Stücken ziemlich verschieden.

V	W	V	W
21,6	$3{,}50 \cdot 10^7$	72,0	3,65
36,0	3,75	221	3,60

Die Werte sind Mittelwerte von Messungsreihen mit statischen und ballistischen Ausschlägen, wobei in derselben Versuchsreihe der Stromdurchgang gleiche Zeit dauerte. Das Gesetz von Ohm ist also innerhalb der Fehlergrenzen dieser Messungen erfüllt. Das ist namentlich mit Hinblick auf die Untersuchungen von J. Luterbacher (Ann. d. Phys. **33**, 1392, 1910) an Selen von Interesse.

Substanzen mit derartig hohem Widerstand wie Antimonglanz zeigen häufig die von F. Braun entdeckte unipolare Leitung. Diese Erscheinung ist bekanntlich die Grundlage der sogenannten Thermodetektoren oder Gleichrichter, die von F. Pierce in die Praxis eingeführt wurden. Versuche an Antimonglanz zeigten uns, daß diese Erscheinungen komplexer Natur sind. Bei verschiedener Größe der Kontakte sind sehr hohe Peltier-Thermoeffekte[1]) und außerdem manchmal wohl überwiegend ein spezifischer Elektroneneffekt, der mit den Passivitätserscheinungen der Metalle verwandt sein dürfte, die Ursache. Mitunter aber ist die unipolare Leitung durch die innere Beschaffenheit der Substanz bedingt. So blieb ein Stück Antimonglanz auch nach Abreißen der alten Kontakte und Anbringen neuer genau gleich großer Kupferstücke in derselben Richtung und von derselben Größe unipolar, wie vorher. Man muß unter vielen Stücken auswählen, bis man eines trifft, dessen Leitfähigkeit von der Richtung ziemlich unabhängig ist. Die innere unipolare Wirkung ist durch Inhomogenitäten, vermutlich Durchwachsungen etwas besser leitender metallischer oder elektrolytischer Leiter bedingt und dürfte also prinzipiell dieselben Ursachen wie die „äußere" Unipolarität haben. Für die folgenden Versuche ist Material mit verschwindend geringer Unipolarität ausgesucht worden, was ziemlich zeitraubend war. Doch auch dann tritt in sekundären Effekten (z. B. innerer photoelektrischer Effekt) noch Unipolarität in wechselnder Stärke (je nach dem Stück) auf. Columbit zeigt diese Eigenschaft nicht, und man wird von Mineralien geringeren Widerstandes stets leicht solche ausfindig machen können, bei denen die Durchwachsungen[1]) und damit die Unipolarität etc. fortfallen. Antimonglanz kommt in größeren Kristallen nur von einem Fundort in Japan, und diese Kristalle haben Durchwachsungen. Daß ich gleichwohl im folgenden über dies Material eingehender berichte, liegt nur daran, daß der dem Antimonglanz eigene photoelektrische Effekt bei den vielen anderen Mineralien und Substanzen, von denen man homogenes Material erhält, nicht in meßbarer Stärke auftrat.

Temperaturänderung des Widerstandes.

An folgenden Substanzen mit sehr geringer metallischer Leitfähigkeit wurde geprüft, inwieweit das Widerstandsgesetz von J. Koenigsberger gilt; die angegebenen Werte sind Mittelwerte aus vielen Messungen.

Niobsaures Eisenoxydul (Columbit):

t in °C	$W \cdot 10^{-8}$	t in °C	$W \cdot 10^{-8}$
32	1,0	26	1,345
31	1,06	25	1,39
30,1	1,12	24	1,52
28	1,24	22	1,55
27	1,31	16	1,95

Hieraus ergibt sich $q = 4400$ oder Q. p. 1 gr Molekül $= 2200$ gr cal. q nimmt, wie bei vielen andern Substanzen, auch hier wahrscheinlich mit steigender Temperatur etwas zu.

Schwefelantimon (vgl. oben).

t in °C	$\Omega \cdot 10^{-7}$	t in °C	$\Omega \cdot 10^{-7}$
37	0,228	27	1,28
33	0,335	24	2,45
30	0,56	17	3,6

1) Vielleicht genügen für geringe unipolare Wirkungen schon Zwillingsdurchwachsungen, da die Leitfähigkeit wie die Thermokraft des Antimonglanzes von der Richtung abhängt.

1) Gewöhnlich verhalten sich in dieser Hinsicht die

Die Messungen waren wegen verschiedener Erscheinungen, die später besprochen werden müssen, sehr schwierig, und geben nur einen angenäherten Wert von q, etwa $= 10000$. Es ist möglich, daß die merkwürdigen Effekte im Antimonglanz auf einem Zusammenwirken von metallischer und elektrolytischer Leitung beruhen; der niedrigen Temperatur halber wäre die Ionenbeweglichkeit sehr klein und könnte innere Polarisationen veranlassen.

Vergleichen wir damit die Werte von q, die sich aus den neuesten Untersuchungen von C. Doelter[1]), an Substanzen, die sicher nur metallische Leitung zeigen, berechnen lassen, so finden wir dort als höchste Werte für q: Chrysoberyll: 4800, Wolframit: 4400. Quarz mit q etwa $= 10000$ steht schon an der Grenze der metallischen Leitfähigkeit. Hingegen leiten Substanzen wie Baryt mit $q = 12200$, Korund $= 10700$, oder Diopsid $= 14000$, Chlorsilber, Kalihydrat mit $q > 15000$ schon weit unter ihrem Schmelzpunkt elektrolytisch, so daß $q = 10000$ etwa die Grenze für die Elektronenbindung bezeichnen könnte, bei der diese sich im Kristallgitter eher löst als die Ionenbindung. J. Koenigsberger[2]) hatte seinerzeit darauf hingewiesen, daß, abgesehen von der Polarisation, die Größe von q einen Anhaltspunkt gibt, ob Ionen- oder Elektronenleitung vorliegt, und hatte vorläufig als Grenze etwa $q = 20000$ angenommen. Bei der exakten Berechnung von q müssen auch, wie bei der chemischen Dissoziation die Differenz und die Änderungen der spezifischen Wärmen nach dem Theorem von Nernst berücksichtigt werden, wie das Koenigsberger und Schilling für einige Substanzen gezeigt haben. Die wahren Werte von q werden daher etwas andere, vermutlich noch etwas niedriger sein als oben angegeben.

Aus den Daten von E. Madelung[3]) ließe sich die Bindungsenergie der Ionen in Steinsalz unter gewissen Annahmen angenähert berechnen. Machen wir vorläufig keinen Unterschied zwischen gebundener und freier Energie, so würde diese dem aus der Leitfähigkeit sich ergebenden q der Ionen entsprechen. Selbstverständlich wird je nach der Kristallstruktur die Bindung der Ionen, bei welcher Ionen- statt Elektronenleitung eintritt, verschieden stark sein können; hier sollten nur die Größenordnungen dieser Grenzwerte etwas näher bestimmt werden.

Mineralien eines Fundortes gleich; die der pneumatolytischen und hydratogenen Erzgänge sind meist weniger homogen.

1) C. Doelter, Sitzungsber. K. u. K. Ak. d. Wiss. Wien **119**, 49, 1910.

2) J. Koenigsberger, Zeitschr. f. Elektrochem. **15**, 103, 1909.

3) E. Madelung, diese Zeitschr. **11**, 898, 1910. Andersartig aber doch damit verwandt sind frühere Betrachtungen von P. Glan (Ann. d. Phys. **63**, 230), denen offenbar auch ein richtiger Kern zugrunde liegt und neuere Ansichten von Lindemann, Sutherland und Einstein.

Der innere photoelektrische Effekt in Elektronenleitern hohen Widerstandes.

Untersuchungen von Koenigsberger[1]) hatten gezeigt, daß in metallischen Leitern mit hohem spezifischen Widerstand neben der selektiven Absorption eine kontinuierliche vom Ultrarot bis in das sichtbare Gebiet reichende Absorption auftritt, weit größer, als sie sich nach der Formel von Maxwell aus der elektrischen Leitfähigkeit ergibt. Beachtenswert ist, daß nur Substanzen, die bei höherer Temperatur nachweisbar metallische Leitfähigkeit haben, diese kontinuierliche Absorption aufweisen, dagegen nicht die mit Ionenleitung, wie die eigentlichen Salze. Ferner haben dieselben Substanzen auch eine bessere Wärmeleitfähigkeit als nach dem Gesetz von Wiedemann und Franz zu erwarten ist. J. Koenigsberger und J. Weiß haben diesbezüglich die Ansicht geäußert, daß die Elektronen, die bei höherer Temperatur abdissoziieren und elektrische Leitfähigkeit bedingen, bei tieferer Temperatur halb frei sind und die kontinuierliche Absorption sowie verbesserte Wärmeleitung bewirken.

F. M. Jaeger[2]) hatte gefunden, daß Antimonglanz ähnlich wie Selen durch Belichtung eine erhebliche Leitfähigkeitsvergrößerung erfährt.

Man kann mit Rücksicht auf die obige Hypothese für den von Jaeger gefundenen inneren photoelektrischen Effekt vorläufig drei spezielle Erklärungen geben, und die folgenden Versuche sollten zwischen diesen drei entscheiden.

1. Die stärkere kontinuierliche Absorption ist durch eine geringere, der Maxwellschen Beziehung folgende Absorption bedingt, indem die absorbierenden Schichten bei schlechter Wärmeleitung der Substanzen durch das Licht stark erwärmt werden. Das würde aber, wie vorher gezeigt, die elektrische Leitfähigkeit und damit die kontinuierliche Absorption steigern. Da die Wärmeleitfähigkeit gerade dieser Substanzen trotz ihrer geringen elektrischen Leitfähigkeit verhältnismäßig hoch ist, so war die Annahme nicht sehr wahrscheinlich, aber doch nicht ausgeschlossen. Für eine bestimmte Lichtintensität läßt sich die maximale mögliche Erwärmung und aus dem früher bestimmten Temperaturkoeffizienten die Leitfähigkeitsverbesserung berechnen. Diese müßte dann gleich oder größer als die beobachtete sein. Wie festgestellt, nehmen ferner bei

1) J. Koenigsberger, diese Ztschr. **4**, 495, 1903.

2) F. M. Jaeger, Zeitschr. f. Kristallographie **44**, 45, 1907.

allen festen Substanzen spezif. Wärme, Wärmeleitung und Dichte für eine Temperaturerhöhung um etwa 10° C nur äußerst wenig ab oder zu, während die elektrische Leitfähigkeit auf das Doppelte und mehr zunimmt. Die Erwärmung durch die gleiche Lichtintensität bleibt praktisch gleich; daher müßte ferner die durch Belichtung erzielte Gesamtleitfähigkeit bei niedrigerer Anfangs- und somit Gesamttemperatur auch erheblich geringer sein als bei höherer. Auch dies konnte durch einen Versuch entschieden werden.

2. Die elektromagnetische Strahlung macht die Elektronen, die sonst erst bei höherer Temperatur abdissoziieren, vollkommen frei, ähnlich wie beim äußeren photoelektrischen Effekt und verbessert dadurch die elektrische Leitfähigkeit und die Absorption. Diese Annahme müßte für alle derartigen Substanzen zutreffen. Der innere photoelektrische Effekt könnte abhängig von der Temperatur sein, da diese den Energieinhalt der Elektronen steigert und dadurch das Abdissoziieren erleichtert. Er müßte mit der Intensität des Lichtes variieren.

3. Die elektromagnetische Strahlung erfährt durch die noch nicht abdissoziierten Elektronen, die sehr locker gebunden sind, eine stark gedämpfte selektive Absorption, und dieselben Elektronen bedingen eine verbesserte Wärmeleitung. Der innere photoelektrische Effekt wäre aber davon unabhängig. Entweder werden dann a) je nach der Substanz und der Lichtintensität einige Elektronen frei, wodurch die elektrische Leitfähigkeit etwas verbessert wird. Der innere photoelektrische Effekt wäre danach etwas rein Zufälliges. Die Temperaturabhängigkeit wäre wie bei 2.; b) wie neuerdings M. Sperling für Selen[1]) annimmt, könnte durch das Licht eine Umwandlung in eine besser leitende Modifikation eintreten, c) oder schließlich könnte, wie Scholl[2]) an Silberjodür, Baedeker[3]) und Rudert[4]) an Kupferjodür nachgewiesen haben, das Licht einen momentan oder allmählich ablaufenden chemischen Vorgang auslösen.

Zur Versuchsanordnung ist folgendes zu bemerken: Ein Antimonglanzspaltstück wurde sofort nach der Herstellung mit Kanadabalsam auf eine dünne Glasplatte aufgekittet. Hierdurch wurde erreicht, daß keine Verschlechterung der Oberfläche durch Oxydation in feuchter Luft eintrat. Letztere ist bekanntlich durch optische Messungen von Drude[5]) und E. C. Müller[6]) festgestellt worden. Daß eine ganz reine Oberfläche wesentlich ist, zeigen spätere Versuche. Dann wurde die andere Fläche des Präparats abgeschliffen, bis die erwünschte Dicke (0,3 mm) erreicht war. Kupferbleche als Kontakte wurden mit Kupferamalgam auf der geschliffenen Fläche befestigt; sie saßen sehr fest (vgl. S. 41). Der Strom ging ∥ c Achse hindurch. Die Kontakte und die Rückseite des Präparates wurden mit Siegellack auf Hartgummi befestigt. Das Präparat mit den Zuleitungen wurde in eine dicht zugelötete Blechkiste gesteckt, die oben eine Röhre trug, durch die Licht auf das Präparat fallen konnte. Ein Thermometer, welches nahe am Präparat anlag, und die Zuleitungen waren lichtdicht zugeführt.

Eine schwierige Frage bei diesen Messungen liegt im Anbringen der Kontaktstellen. Man kann im Zweifel sein, ob diese besser auf der belichteten oder der unbelichteten Fläche angebracht werden. Wir haben die unbelichtete Fläche genommen und die Endkanten keilförmig abgeschliffen, so daß der Kontakt die belichtete Fläche längs einer Linie berührte.

1. Über die Annahme 1 wurde durch folgendes Experiment — ich gebe nur den Mittelwert aus vielen Versuchen — entschieden. Wenn die Leitfähigkeitserhöhung durch Belichtung größer ist als die Leitfähigkeitszunahme infolge maximaler Erwärmung durch die Gesamtenergie der auffallenden Strahlung, so kann letztere nicht die wesentliche Ursache sein.

Der Widerstand des Antimonglanz-Präparats bei 17° nahm durch Belichtung mit Glühlampe in 40 cm Abstand im Mittel vieler Messungen von $3{,}6 \cdot 10^7\ \Omega$ in 10 sec (wir haben einen langen Zeitraum genommen, um den für die Wärmewirkung günstigsten Fall zu berechnen) auf $1{,}58 \cdot 10^7\ \Omega$ ab. Nach der Tabelle der Widerstandsänderungen (S. 42) und direkten Messungen käme dies einer Temperaturerhöhung des ganzen Präparats um 9° gleich, oder der Erwärmung einer oberen Schicht von 100 μ Dicke um 15°, von 10 μ Dicke um 22°. Die Gesamtstrahlung der Glühlampe unter gleichen Bedingungen verhält sich zu derjenigen der Hefnerkerze mittels Thermosäule verglichen, wie 13,3 : 1. Da nach der Untersuchung von K. Ångström[1]) die Gesamtenergie der Hefnerkerze in 1 m auf 1 qcm in 1 sec $= 21{,}5 \cdot 10^{-6}$ gr/cal ist, so fällt auf 1 qcm des Antimonglanzes in 10 sec $= 1{,}75 \cdot 10^{-2}\ \frac{\text{gr/cal}}{\text{cm}^2}$. Hiervon werden an Glas und Antimonglanz

1) Vgl. insbesondere M. Sperling. Dissertation, Göttingen 1908.
2) H. Scholl, Ann. d. Phys. **16**, 193 u. 417, 1905.
3) K. Baedeker, Ann. d. Phys. **29**, 556, 1909.
4) G. Rudert, Ann. d. Phys. **31**, 559, 1910.
5) P. Drude, Wied. Ann. **34**, 489, 1888.
6) E. C. Müller, N. Jahrb. f. Min., Beiblatt **17**, 187, 1903.

1) K. Ångström, diese Zeitschr. **5**, 456, 1904.

etwa 30 Proz. reflektiert. Aus dem spezifischen Gewicht und der spezifischen Wärme der Substanz berechnet sich für das ganze Präparat eine maximale Temperaturerhöhung von 0,60°, für 100 μ Schicht 1,8°, und für 10 μ Schicht von 18°.

Die wahren Werte müssen infolge Strahlung und Leitung der Wärme, wie sich zeigen läßt, um mehr als die Hälfte kleiner, und für die kleineren Teilschichten im Präparat noch ganz erheblich geringer sein. Letzteres erfolgt auch daraus, daß bei kurzer Belichtung der Effekt in 3 sec fast vollkommen zurückgeht. Das könnte in diesem Fall nur geschehen, wenn die Wärmeleitung im Innern gut wäre. Wie sich aus den früher bestimmten Absorptionskoeffizienten ergibt, kann ferner eine Schicht von 10 μ kaum 10 Proz. der gesamten auffallenden Strahlung zwischen 0,5 und 1,0 μ absorbieren, vielmehr muß man man, um etwa 80 Proz. bei diesen Wellenlängen zu absorbieren, mit einer Schicht von mindestens 50 μ rechnen. Daher sind, mit den oben berechneten Zahlen verglichen, wie man sieht, die Temperatur-Erhöhungen zu klein, um einen erheblichen Teil der Leitfähigkeitsvergrößerung zu verursachen. Annahme 1 ist zu verwerfen. Nur ein Teil der Leitfähigkeitsverbesserung, etwa 5 bis 15 Proz., ist auf Rechnung der Temperaturzunahme zu setzen. Diese zeigt sich wohl darin, daß bei längerer Belichtung, abgesehen von der starken momentanen Zunahme, eine geringe allmähliche Leitfähigkeitszunahme infolge der Erwärmung des ganzen Präparats statthat, die nur langsam wieder verschwindet (vgl. Beobachtungen S. 46).

2. Die zweite Annahme würde verlangen, daß der innere photoelektrische Effekt bei allen Substanzen mit geringer metallischer Leitfähigkeit auftritt. Folgende Kristalle wurden in Platten und Stücken untersucht: Columbit: spez. W ca. $1 \cdot 10^8$ Ω, Manganit: spez. W ca. 10^7 Ω. Chromeisenoxyd: spez. W ca. 10^9 Ω, ferner Kupferantimonfahlerz, Magnetkies, Substanzen von kleinem, und Titanit, Bournonit, Substanzen von sehr hohem ($> 10^8$ Ω) Widerstand. Bei keinem bewirkte Belichtung eine merkliche Leitfähigkeitsänderung. Also wird auch die Annahme 2 nicht zutreffen: daß die Verminderung des Widerstandes durch Belichtung eine aus einfachen elektronentheoretischen Vorstellungen sich ergebende, allgemeine Erscheinung ist. Man müßte, um die Annahme zu halten, schon annehmen, daß der Belichtungseffekt nur bei Dissoziationswärmen etwa unter 10000 auftritt, und andererseits stets von derselben Größe ist, so daß er sich nur bemerklich macht, wenn die Eigenleitfähigkeit der Substanz sehr gering ist, also nur für q zwischen 8000 und 10000. Das ist nicht sehr wahrscheinlich. Außerdem ist der Zusammenhang zwischen anomaler kontinuierlicher Absorption, welche Manganit, Markasit, Columbit, Bournonit zeigen, und dem innern photoelektrischen Effekt jedenfalls nicht vorhanden, und das genügt schon, um die Annahme 2 fallen zu lassen.

3. Also bleibt nur die dritte Annahme; der photoelektrische Effekt hängt nicht mit der anomalen kontinuierlichen Absorption zusammen.

Es könnte ähnlich wie bei Selen auch bei Antimonglanz eine Art Umwandlung in eine andere besser leitende Modifikation[1]) eintreten. Dann wäre aber analog dem Selen eine lichtelektrische Trägheit zu erwarten. Die Existenz einer zweiten Modifikation scheint von J. Koenigsberger[2]) und K. Schilling beobachtet worden zu sein.

Die Versuche ergaben folgendes:

Sofort nach Aufhebung der Belichtung sinkt der Widerstand, und nur etwa $^1/_3$ bis $^1/_{10}$ (je nach der Dauer der Belichtung) der durch das Licht bewirkten Leitfähigkeit bleibt zurück; dieser Rest ist nach der oben durchgeführten Rechnung z. T. wohl der Wärmewirkung der Strahlung zuzuschreiben, da er mit der Zeitdauer der Belichtung wächst und der Größenordnung der berechneten Temperaturerhöhungen entspricht. Nach etwa 2 Minuten ist der ursprüngliche Zustand schon wieder erreicht, wie folgendes Beispiel zeigt.

	Ausschlag
dunkel	27,0
1 min belichtet, Zuwachs um	35,0
nach 25 min dunkel . . .	28,0
1 min belichtet, Zuwachs um	35,0
nach 2 min dunkel . . .	27,5
1 min belichtet, Zuwachs um	36,0
nach 5 min dunkel . . .	28,5
1 min belichtet, Zuwachs um	38,0
nach 4 Stunden dunkel . .	29,0

Die Ausschläge waren den Widerständen proportional.

Daß die Erwärmung durch Belichtung den Widerstand allmählich wesentlich verringert, war aus der Bestimmung des Temperaturkoeffizienten zu erwarten. Folgende Versuchsreihe zeigt, daß auch der Stromdurchgang ohne Belichtung

1) Die Umwandlung in eine völlig andere Modifikation müßte eine vollkommene sein, da zwei feste Phasen derselben Substanzen nicht gleichzeitig stabil sein können. Man muß daher die Annahme wohl so fassen, daß je nach der Lichtintensität eine variable Schichtdicke oder Menge vollkommen umgewandelt wird. Ohne Belichtung existiert die eine Phase nicht. Eine wesentliche Änderung in den Folgerungen von M. Sperling wird dadurch nicht notwendig.

2) J. Koenigsberger und K. Schilling, Ann. d. Phys. **32**, 212, 1910.

vielleicht durch Joulesche Wärme die Leitung verbessert.

Spannung 72 Volt.

Dauer des Stromdurchgangs	Ausschlag
1 min	30
4 min	32
10 min	34
15 min	37
20 min	40
60 min	55

Eine elektrolytische Polarisation müßte in entgegengesetztem Sinne wirken. Diese Frage ist im letzten Abschnitt noch eingehender erörtert.

Als Beispiel für die zeitliche Wirkung der Belichtung sei folgende Meßreihe angeführt:
Ausschlag in mm, durch Belichtung mit Glühlampe in 40 cm Abstand bewirkt,

3 sec	50	ballistisch gemessen, auf stat. Ausschlg. reduziert
1 min	60	statisch
2 min	85	„
3 min	102	„

Der Dunkelausschlag ist abgezogen.

Nach Aufheben der Belichtung ist der Dunkelausschlag vergrößert und geht erst nach einigen Minuten auf den ursprünglichen Wert zurück. Das spricht sehr für Wärmewirkung bei länger dauernder Belichtung, obgleich diese auch da nicht hinreicht, die später zu beschreibenden merkwürdigen Erscheinungen zu erklären.

Sehr zu beachten ist, daß bei ballistischer Messung stets momentan ein bestimmter Ausschlag eintritt. Das Verhalten des Antimonglanzes ist also nicht das des Kupferjodürs, wie es G. Rudert feststellte. Es fragt sich daher, ob die Umwandlung in eine besser leitende Modifikation, dem Selen entsprechend, oder ob eine momentane chemische Veränderung mit Freiwerden von Elektronen, dem Silberjodid entsprechend, auftritt. Bei Umwandlung in eine metallische Modifikation müßte die von Sperling wahrgenommene und theoretisch begründete Schattenwirkung auftreten: die Leitfähigkeit des Selens erreicht nach einigen Sekunden Belichtung ein Maximum und nimmt dann ab. Bei Antimonglanz ist aber, wie wir feststellten, der Verlauf umgekehrt.

Ferner scheinen noch folgende Tatsachen darauf zu deuten, daß eine Umwandlung in eine andere Modifikation nicht stattfindet. Die Absorption des Antimonglanzes ist nicht merklich von der Lichtintensität abhängig, ebensowenig scheinen die optischen Konstanten, die P. Drude und E. C. Müller aus Reflexionsbeobachtungen (Haupteinfallswinkel und Hauptazimut) bestimmten, mit der Intensität variabel zu sein. Eine durch das Licht hervorgerufene metallische Modifikation müßte aber andere Werte ergeben, als der unbelichtete oder ganz schwach belichtete Antimonglanz. Also dürfte der photoelektrische Effekt des Antimonglanzes kaum auf Umwandlung beruhen, sondern dem des Silberjodids am nächsten stehen. Sehr wohl möglich ist, daß bei beiden dieser Vorgang der von P. Lenard[1]) und S. Saeland an Phosphoren entdeckten aktinodielektrischen Wirkung gleicht.

Wir haben dann den photoelektrischen Effekt des Antimonglanzes in seiner Abhängigkeit von der Lichtintensität, von der Wellenlänge und von der Temperatur genauer studiert.

1. Abhängigkeit von der Lichtintensität.

Für $\lambda = 680\,\mu\mu$ bei 17°.

Die Intensitäten wurden durch die Thermosäule nach Rubens mit derjenigen einer Hefnerkerze verglichen und können daher in absolutem Maß pro qcm in 1 Sekunde ausgedrückt werden. Es wurde rotes Licht gewählt, weil dieses von der Projektions-Nernstlampe mit 300 k besonders stark emittiert wird; denn es wird große Helligkeit erfordert, um nach der spektralen Zerlegung selbst mit Flüssigkeitsprisma von 80×80 mm Öffnung noch genügend die Intensität variieren zu können.

Lichtintensität $10^6 \frac{\text{gr/cal cm}^2}{\text{sec}}$	Leitfähigkeitszunahme K Ω^{-1}
7,0	$5{,}7 \cdot 10^{-8}$
13,5	$11 \cdot 10^{-8}$
25,5	$20{,}5 \cdot 10^{-8}$
55,5	$26 \cdot 10^{-8}$
222,0	$31 \cdot 10^{-8}$
888	$50 \cdot 10^{-8}$

Die Leitfähigkeit ist in reziproken Werten von $1\,\Omega$ gemessen; die Widerstandsabnahme gäbe ein falsches Bild. Der ballistische Ausschlag, der etwa 2 Sekunden braucht, ist zugrunde gelegt.

Der Anstieg ist, wie wiederholte Messungen ergaben, nicht gleichmäßig. Vermutlich setzt er sich aus einer ein Maximum erreichenden Lichtwirkung (vielleicht $25 \cdot 10^{-8}\,\Omega^{-1}$ entsprechend) und einer Wärmewirkung zusammen.

Jedenfalls steigt schließlich die Lichtwirkung viel weniger an als die Lichtintensität. Dies Verhalten ist bei den meisten lichtempfindlichen Substanzen beobachtet worden.

Abhängigkeit des Effektes von der Farbe.

Um die Abhängigkeit von der Wellenlänge

1) P. Lenard und S. Saeland, Ann. d. Phys. **28**. 494, 1909.

zu finden, war es wesentlich, mit ähnlichen absoluten Intensitäten für die verschiedenen Farben zu arbeiten, was durch Veränderung der Spaltbreite erreicht wurde. Da die Unterschiede gering waren, durfte auf gleiche Intensität umgerechnet werden. Besonders interessant ist, daß eine später zu besprechende, unserer Ansicht nach sekundäre Erscheinung, die Unipolarität, eine ausgesprochene Abhängigkeit von der Farbe zeigt.

Die Intensität ist mit der Thermosäule in willkürlichen Einheiten gemessen, die Leitfähigkeitszunahme K in denselben Einheiten wie früher. K_1 ist die Leitfähigkeitszunahme für Stromdurchgang in einem, K_2 im entgegengesetzten Sinn.

λ	K_1	K_2
700	$6{,}0 \cdot 10^{-8}$	$3{,}5 \cdot 10^{-8}$
600	5,5	3,0
570	4,5	3,5
500	4,5	4,5
430	4,5	3,2

Eine sehr starke Einwirkung hatte auch noch das Ultrarot, wie es durch eine Hartgummiplatte von 2 mm hindurchgeht. Die Verbesserung der Leitfähigkeit war bei gleicher Intensität etwas größer wie für $\lambda = 700$. Genauere Messungen, die J. Weiß ausführen wollte, scheiterten daran, daß es notwendig war, das Glas und den Kanadabalsam, die ultrarot stark absorbieren, zu entfernen. Dann überzog sich aber die freie Oberfläche des Antimonglanzes sehr rasch mit einer Schicht, welche die Lichtempfindlichkeit im Ultrarot völlig aufhob. Jedoch ist durch die früheren Messungen sichergestellt, daß nicht die in unserm Fall äußerst geringe Wärmewirkung des Ultrarot, sondern die ultrarote Strahlung als solche die Leitfähigkeit verbesserte. Die größere Wirkung der langen Wellen beruht vermutlich auf dem tieferen Eindringen derselben. Die kontinuierliche Absorption des Antimonglanzes wird für kurze Wellen durch selektive Absorption verstärkt[1]); diese dringen daher nicht so tief ein. Eine genauere Untersuchung hätte erst dann Wert, wenn man ein homogenes Präparat erhielte, welches von den sekundären Störungen wie Unipolarität etc. frei wäre, wie es die Kupferjodür-, Silberjodid-, Selenschichten sind.

Abhängigkeit des Effektes von der Temperatur.

Hier sei zunächst eine Meßreihe als Beispiel angeführt.

1) Vgl. E. C. Müller, loc. cit.

	Ausschlag ballistisch rechts	ballistisch links	statisch links	statisch rechts
unbelichtet bei 1,5°	21	23	9	10
Zuwachs durch Belichtung 3 sec	41	33	—	—
Zuwachs durch Belichtung 1 min	—	—	45	50
unbelichtet bei 3°	27	31	—	—
Zuwachs durch Belichtung 3 sec	42	32	—	—
Zuwachs durch Belichtung 1 min	—	—	10 (?)	35
unbelichtet bei 3°	26	30	—	—
nach 1 sec Stromdurchgang	39	32	—	—
nach 1 min Stromdurchgang	—	—	50	30

Im Mittel aus drei Messungsreihen ergibt sich bei etwa 2° C der Zuwachs durch Belichtung in 3 Sekunden ballistisch gemessen links = 45, rechts = 35. In 1 min statisch gemessen: links = 50, rechts = 50. Bei 17° im Mittel in 3 sec: links = 110, rechts = 90. Für 1 min: links = 80, rechts = 100.

Bei diesen Zahlen sind absichtlich die letzten Stellen nur mit 5 oder 0 angegeben. Wer mit photoelektrischen Substanzen wie Selen etc. gearbeitet hat, weiß, daß kaum irgendein Wert auf 5 Proz. stets reproduzierbar ist. Aus den Messungen geht jedenfalls deutlich hervor, daß der photoelektrische Effekt bei höherer Temperatur bedeutend größer ist, und zwar, wie hier zu erwarten, sowohl für kurze wie lange Belichtung.

Anomalien der elektrischen Leitung im Antimonglanz.

Während homogene Substanzen mit kleinerer Dissoziationswärme (< 6000) Elektronen-Leitfähigkeit ohne Anomalien, genau wie die Metalle zeigen, lassen sich bei größeren Dissoziationswärmen verschiedene merkwürdige Effekte beobachten, von denen man noch nicht angeben kann, ob sie zufällig auf Durchwachsungen oder Beimengungen[1]) beruhen oder in der Art der Leitung begründet sind.

Ein Effekt, der an allen Antimonglanzstücken nahezu gleich stark auftrat, ist die Verbesserung der Leitfähigkeit bei längerem Stromdurchgang in einer Richtung, die gleichzeitig eine Verschlech-

1) Beimengungen werden, wie bekannt, in gutleitenden Substanzen meist eine Verschlechterung des Leitvermögens, in sehr schlechtleitenden Substanzen aber, worauf K. Baedeker und J. Koenigsberger aufmerksam gemacht haben, eine Verbesserung der Leitfähigkeit bedingen können.

terung der Leitfähigkeit in der entgegengesetzten bedingt, daher wohl nicht auf Joulesche Wärme allein zurückgeführt werden kann. Erst nach längerer Stromlosigkeit kehrt der ursprüngliche Zustand zurück. Der Versuch kann in beiden Richtungen beliebig oft mit gleichem Resultat wiederholt werden; er ist exakt reproduzierbar. Die Erscheinung ist also das Gegenteil einer Polarisation und kann demnach auch kaum auf Elektrolyse beruhen. Die Annahme, daß Metallfäden entstehen, wie sie Le Blanc und Kerschbaum am Chlorsilber beobachteten, ist mit der Verringerung der Leitfähigkeit in der entgegengesetzten Richtung nicht vereinbar. Auch ist die Änderung des Widerstandes viel kleiner. Es seien hier nur einige Zahlen in willkürlichen Einheiten angeführt. Rechts und links bedeutet Stromumkehr im Präparat, das vor Licht geschützt war. Spannung 72 Volt, Temperatur 17°. Die Zeit ist fortlaufend gerechnet; etwa 30 Sekunden sind zur Einstellung des statischen Ausschlags nötig.

Zeit	Ausschlag rechts	statisch links
30 sec	—	32
1 min	34	—
Strom rechts bis 5 min	41	—
5 min 30 sec Umkehr	—	27
6 min	38	—
6 min 30 sec	—	29
Strom links bis 12 min	—	36
Strom weiter bis 22 min	—	40
Strom weiter bis 32 min	—	48
Strom weiter bis 42 min	—	57
Stromumkehr 42 min 30 sec	30	—
43 min	—	50
6 Stunden stromlos	32	35

Wenn das Präparat auf + 1° gehalten wird, so ist dieser Effekt deutlich kleiner, aber noch vorhanden. Er bedingt, wie man sieht, eine Unipolarität. Außer dieser, bei jedem Stück künstlich herstellbaren, nicht primär vorhandenen Unipolarität, die bei kurzem Stromdurchgang nicht stört, ist eine mit dem Material variable offenbar zufällige primäre Unipolarität vorhanden, die bewirkt, daß zuweilen die Leitfähigkeit in einer Richtung das Vierfache der entgegengesetzt gerichteten ist. Da kristallographisch für eine derartige Unsymmetrie bei Antimonglanz kein Grund vorliegt, und die Erscheinung, wie gesagt, sehr wechselt, so ist Inhomogenität des Kristalls wohl die Ursache.

Florenz, Dezember 1910.

(Eingegangen 14. Dezember 1910.)

Eine neue Methode für Untersuchungen über die magnetische Permeabilität der Gase.

Von W. P. Roop.

Historisches.

Zu den Erscheinungen, die auf Grund der Elektronentheorie etwas näher erklärt werden können, als vorher möglich war, gehört der Magnetismus. Er ist zweifellos irgendwie mit den Bewegungen der Elektronen innerhalb des Atoms verbunden.

Der Magnetismus der Moleküle ist schon theoretisch vom Standpunkt der Elektronentheorie aus behandelt worden, und namentlich zuerst von W. Voigt[1]) und J. J. Thomson[2]). Die beiden ziehen Schlüsse, die insoweit ähnlich sind, als sie eine einfache Erklärung durch kreisbahnförmige Bewegungen der Elektronen für ungenügend halten. Langevin[3]) stellt sich aber entschieden dagegen, und findet die Elektronentheorie genügend, wenn nur die elektrostatischen Kräfte, die vom variierenden Magnetfelde herrühren, richtig in Betracht gezogen sind. Auch Schott[4]) findet die Hypothese von in Kreisbahnen bewegten Elektronen hinreichend, wenn die Elektronen in Ringen gruppiert werden.

P. Curie[5]) und Schott (l. c.) haben uns schon darauf aufmerksam gemacht, daß die magnetischen Eigenschaften der Gase ein besonderes Interesse bieten, weil die Umstände, unter denen die Gasmoleküle sich befinden, verhältnismäßig einfach sind. Auf der einen Seite ist der gasförmige Zustand überhaupt der einfachste aller Zustände, der Gasmagnetismus also eine reinere, durch intermolekulare Verhältnisse weniger gestörte Eigenschaft als der Magnetismus fester und flüssiger Substanzen. Ferner ist bei den Gasen der Magnetismus eine Eigenschaft, die in dem gewöhnlichen, verhältnismäßig ruhigen Zustand der Moleküle schon vorhanden ist, während dagegen elektrische Leitfähigkeit und Strahlung der Gase sich nur unter besonderen äußeren Einflüssen beobachten lassen. In einem kalten, nicht ionisierten Gas liegt die Sache schon verwickelt genug, aber viel schlimmer ist es, wenn das Gas zur Leitung und Strahlung gebracht werden muß.

Die Bestimmung der magnetischen Permeabilität hat bei den Gasen besondere Schwierigkeiten deswegen, weil die zu messende Quantität

1) W. Voigt, Ann. d. Phys. **9**, 115, 1902.
2) J. J. Thomson, Phil. Mag. **6**, 673, 1903.
3) P. Langevin, Ann. Chim. Phys. **5**, 70, 1905.
4) G. A. Schott, Phil. Mag. **15**, 172, 1908.
5) P. Curie, Comptes Rendus, 1292, 1892.

außerordentlich klein ist. Bis jetzt sind für solche Messungen nur zwei Methoden in Betracht gekommen. I. Ein Glasballon wird mit dem Gas gefüllt, und in ein magnetisches Feld gebracht. Die dabei entstehenden Kräfte werden durch Torsionsmessungen oder Wägen bestimmt. II. Die auf dem Gas wirkenden Kräfte werden durch hydrostatische Ausgleichung gemessen.

Alle untersuchten Gase haben Spuren von Para- oder Diamagnetismus gezeigt. Aber das einzige Gas, welches eine wirklich meßbare Permeabilität hat, ist der Sauerstoff. Einige von seinen gasförmigen Verbindungen und die Luft verhalten sich auch paramagnetisch. Werte für andere Gase stimmen miteinander gar nicht überein, selbst dem Zeichen nach. Für den Sauerstoff sind folgende Werte[1]) der Suszeptibilität gefunden worden.

Bisherige Bestimmungen der Suszeptibilität von Sauerstoff.

Nach der ersten Methode:

Beobachter	Suszeptibilität $\times 10^6$
Faraday	0,175
E. Becquerel	0,181
P. Curie	0,167
Efimoff	0,154

Nach der zweiten Methode:

Quincke	0,157
Töpler u. Hennig	0,161
Du Bois	0,117
Hennig	0,121

Von diesen Zahlen ist wohl die Hennigsche die zuverlässigste, sowohl wegen der Sorgfalt, die dabei zur Geltung gekommen ist, wie auch wegen der Freiheit seiner Methode von systematischen Fehlern.

Unabhängige Bestimmungen der Suszeptibilität der Luft sind seltener gemacht worden. In der folgenden Tabelle werden auch die von den Forschern angegebenen Werte von dem Verhältnis der beiden Suszeptibilitäten von Sauerstoff und Luft beigegeben.

Bisherige Bestimmungen der Suszeptibilität von Luft; und des Verhältnisses der Suszeptibilitäten von Sauerstoff und Luft.

Beobachter	$\varkappa$ (Luft) $\times 10^6$	$\frac{\varkappa\ (\text{Sauerstoff})}{\varkappa\ (\text{Luft})}$
Faraday	0,038	4,76
E. Becquerel	0,034	5,15
Quincke	0,032	4,91
Efimoff		4,83

Die Bestimmung von Efimoff war keine absolute. Der in der ersten Tabelle angegebene Wert wurde aus dem akzeptierten Quinckeschen Wert für Luft berechnet. Auch die Hennigsche Zahl bedarf einiger Erklärungen. Hennig beobachtete nur den Suszeptibilitätsunterschied zwischen Sauerstoff und Luft. Unter der scheinbar gestatteten Annahme, daß die Suszeptibilität eine additive Eigenschaft ist, also, daß das Verhältnis der Suszeptibilitäten gleich 4,8 ist, berechnet man leicht den angegebenen Wert für Sauerstoff. Dem entspricht eine Suszeptibilität der Luft von $0{,}025 \times 10^{-6}$.

1) Winkelmanns Handbuch, 2. Aufl., Bd. V, S. 272.

Allgemeines und Theoretisches über die jetzigen Versuche.

Nun habe ich den Versuch gemacht, eine Methode zu ergründen, die wegen experimenteller Einfachheit und Freiheit von konstanten Fehlern die systematische Untersuchung der magnetischen Eigenschaften des Sauerstoffs überhaupt lohnend machen soll.

Alle Methoden für schwach magnetische Stoffe sind in der ersten Linie Messungen der Kräfte, die auf den Stoff in einem starken magnetischen Felde wirken. Aber anstatt diese Kräfte durch irgendein Kompensationsverfahren zu messen, werden sie jetzt kinematisch beobachtet, also durch die resultierende Bewegung des Gases selbst. Ein Gas strömt strahlförmig in ein anderes Gas hinein. Die Bahn des Strahles ist für gewöhnlich geradlinig, aber wenn sie in einem ungleichförmigen Magnetfeld liegt, dann wirkt eine ablenkende Kraft, und der Strahl wird dadurch gekrümmt. Wir betrachten nur den einfachsten, praktisch allein gebrauchten Fall, wo die ablenkende Kraft senkrecht zur Richtung des unabgelenkten Strahles steht, und wo diese Kraft an allen Punkten des Strahles dieselbe Richtung hat, die Bahn also in einer Ebene liegt.

Die auf einem Differentialelement $d\tau$ eines schwach magnetischen Stoffes wirkende Kraft hat die Richtung des Gradienten von H^2 und eine Größe, die durch den Ausdruck

$$K_1 = \frac{\mu - \mu_0}{8\pi} d\tau \frac{dH^2}{dl} \qquad (1)$$

gegeben wird[1]). Dabei bedeutet l die Linie, längs deren man die Kraft berechnen will, und μ und μ_0 die Permeabilitäten des Stoffes und des Mediums, worin er sich befindet. Es wird dabei angenommen, daß der schwach magnetische Stoff keinen Einfluß auf das Feld hat, daß auch keine Sättigungserscheinungen eintreten. Wir lassen jetzt die Y-Richtung mit der Richtung des unabgelenkten Strahles, die X-Richtung mit der im jetzigen Falle dazu senkrechten ablenkenden Kraft zusammenfallen. Der Ur-

1) Vgl. z. B. Drude, Physik d. Äthers, S. 151 u. f.

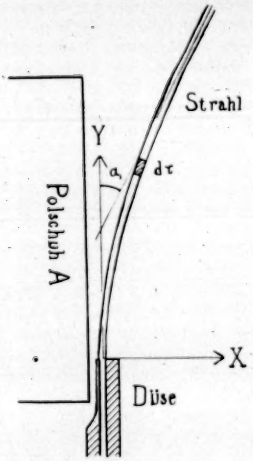


Fig. 1.

sprung soll der Austrittspunkt des Strahles sein. Als Differentialelement nehmen wir eine Differentiallänge des Strahles. Die Ausströmungsgeschwindigkeit im Strahle sei v_{y_0}. Im magnetischen Felde wird nun der ursprünglich gradlinige Strahl in einen krummlinigen verwandelt, den wir mit s bezeichnen wollen. Der Winkel zwischen s und der Y-Achse bei einem gegebenen y heiße α_y. Dann haben wir

$$\tan \alpha_y = v_x / v_y. \tag{2}$$

Nun läßt sich v_x als Funktion der magnetischen Kräfte bestimmen. Es ist namentlich dv_x/dt gleich der seitlichen Kraft, wie sie in (1) bestimmt ist, dividiert durch die Masse des Differentialelements. Wenn ϱ die Dichte des Gases im Strahle ist, so haben wir

$$\frac{dv_x}{dt} = \frac{\mu - \mu_0}{8\pi\varrho} \cdot \frac{dH^2}{dx}. \tag{3}$$

Um nun v_x zu erhalten, muß man nach t integrieren. Das tut man am besten dadurch, daß man das unbekannte Zeitelement auf die Y-Geschwindigkeit bezieht. Wenn wir nämlich nach

$$dt = \frac{dy}{v_y} \tag{4}$$

transformieren, bekommen wir, nach der Integration,

$$v_x = \frac{\mu - \mu_0}{8\pi\varrho} \int \frac{dH^2}{dx} \cdot \frac{1}{v_y}\, dy. \tag{5}$$

Nun machen wir die vorläufige Annahme, daß v_y nicht mit y variiert. Setzen wir nun den obigen Wert von v_x in (2) ein, so bekommen wir endlich

$$\mu - \mu_0 = \frac{8\pi\varrho \cdot \tan \alpha_y \cdot v_{y_0}^2}{\int \frac{dH^2}{dx} \cdot dy}. \tag{6}$$

Wenn dagegen v_y mit y variiert, so kann das hauptsächlich durch die Reibung verursacht werden. Wir nehmen in diesem Falle zuerst an, daß der Strahl seinen Querschnitt bei wachsendem y nicht verändert und daß die Reibung proportional mit der Geschwindigkeit des Gases im Strahle ist. η bezeichne den Reibungskoeffizient, d den Durchmesser des Strahles. Es besteht dann eine verzögernde Kraft längs des Strahles, die für die Differentiallänge durch den Ausdruck

$$K_s = -\eta \cdot \pi \cdot d \cdot v_s \cdot ds \tag{7}$$

gegeben wird. Für v_y gelten dann die Gleichungen

$$\frac{dv_y}{dt} = -\frac{\eta \cdot \pi \cdot d \cdot v_y \cdot dy}{\left(\frac{\pi d^2}{4}\right) \cdot \varrho \cdot dy} = -\frac{4\eta}{\varrho \cdot d} v_y \tag{8}$$

und

$$v_y = v_{y_0} - \frac{4\eta}{\varrho \cdot d} \int_0^t v_y \cdot dt = v_{y_0} - k \cdot y, \tag{9}$$

wo

$$k = \frac{4\eta}{\varrho \cdot d} \tag{10}$$

die Abnahme der vertikalen Geschwindigkeit in cm/sec pro cm gibt. Für v_x dagegen haben wir

$$\frac{dv_x}{dt} = \frac{\mu - \mu_0}{8\pi\varrho} \cdot \frac{dH^2}{dx} - k \cdot v_x. \tag{11}$$

Wenn wir nun wieder $dt = \frac{dy}{v_y}$ einsetzen, und den obigen Wert (9) von v_y gleich mit einholen, bekommen wir, nach der Integration

$$v_x = \frac{\mu - \mu_0}{8\pi\varrho} \int_0^y \frac{dH^2}{dx} \cdot \frac{1}{v_{y_0} - ky} \cdot dy - k \int_0^y \frac{v_x}{v}\, dy. \tag{12}$$

Nun gilt immer noch (2), woher wir aus (9) und (12)

$$\left.\begin{aligned} \mu - \mu_0 &= 8\pi\varrho \frac{k \int_0^y \tan \alpha_y dy + v_y \tan \alpha_y}{\int_0^y \frac{dH^2}{dx} \frac{1}{v_{y_0} - ky}\, dy} \\ &= 8\pi\varrho v_{y_0}^2 \frac{\frac{k}{v_{y_0}} \int_0^y \tan \alpha_y dy + \frac{v_y}{v_{y_0}} \tan \alpha_y}{\int_0^y \frac{dH^2}{dx} \frac{v_{y_0}}{v_{y_0} - ky}\, dy} \end{aligned}\right\} \tag{13}$$

erhalten.

Die experimentellen Anordnungen waren folgende: ein einfacher Elektromagnet von der [ ] Form wurde gebraucht, um das Feld zu erzeugen. Die Polschuhe waren unsymmetrisch und zwar auf solche Weise, daß das Feld hauptsächlich parallel der gemeinsamen Achse der beiden Spulen variierte. Auf der einen Seite endigte der Eisenkern in einer Ebene, auf der anderen in einem Keil. Die Schneide des Keils

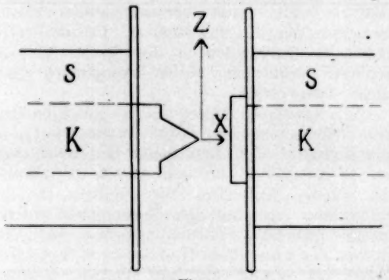


Fig. 2.

war vertikal gestellt. In der Figur sieht man einen horizontalen Durchschnitt des Magneten. A ist der keilförmige Polschuh, S sind die Spulen, K die Eisenkerne. Nun soll die X-Achse parallel der Kern-Achse, die Y-Achse parallel der Keilschneide, also vertikal laufen. Das Feld wird dann dadurch charakterisiert, daß in der X-Y-Ebene innerhalb gewisser Grenzen, die nahe an den Enden des Keils sind, $\frac{dH}{dy}$ beinahe ganz Null, $\frac{dH}{dz}$ überall Null, und $\frac{dH}{dx}$ sehr groß ist. Den Strahl läßt man parallel der Keilspitze ausströmen, er wird aber durch das Feld zu einer Bahn gekrümmt, die ganz in der X-Y-Ebene liegt.

Der Strahl wurde nach der Schlierenmethode beobachtet.

Das Feld wurde mit einer Wismutspirale ausgemessen.

Die Ausströmungsgeschwindigkeit des Gases wurde mit einer Gasuhr bestimmt.

Methodische Einzelheiten.

Der gebrauchte Magnet war aus zwei Spulen und einem einfachen Eisenjoch zusammengesetzt. Die Spulen waren 25×25 cm groß und trugen jeder 1540 Windungen von 2 mm starkem Draht. Der Strom wurde beim Einschalten jedesmal auf 7 Ampere eingestellt. Der Strom wurde auch jedesmal einen Augenblick in der entgegengesetzten Richtung durch die Spulen geschickt, damit die Hysteresis der Kerne keinen störenden Einfluß habe. Der magnetische Kreis war kein vollkommener. Mit einem besseren könnte ohne Zweifel die Methode bedeutend empfindlicher gemacht werden.

Der Keil hatte eine Schneidenlänge von 5 cm, und einen Winkel von 55^0. Der ebene Polschuh hatte eine Größe von 9×9 cm. Die beiden standen in einer Entfernung von 14 mm voneinander. Die Kerne hatten einen Durchmesser von 8 cm.

Die gebrauchte Wismutspirale[1]) war eine ganz neue, weshalb keine Eichung für nötig gehalten wurde. Die Eichungskurve war mit dem Instrument von den Fabrikanten geliefert. Die Spirale wurde in folgender Weise gebraucht: Sie war in einem hölzernen Stativ festgehalten, wobei sie aber leicht horizontal verschoben werden konnte. Eine vertikale Einstellung wurde mittelst einer langen Messingschraube gemacht. Die Spirale wurde auf diese Weise nur angenähert eingestellt. Die genaue Ablesung ihrer Stellung geschah mit Hilfe eines kleinen Kathetometers aus Messing. Bei jeder Ausmessung des Feldes wurde die Feldintensität an ungefähr 30 verschiedenen Punkten bestimmt. Zuerst wurde versucht, größere Genauigkeit durch eine größere Zahl von Bestimmungen zu erhalten. Die dadurch eingeführten Störungen, und namentlich die Stromwärme des Magneten machten es aber überhaupt unlohnend. Das Feld wurde an Punkten bestimmt, die in mehreren horizontalen Reihen geordnet waren. Die Beobachtungen wurden in eine Reihe von Kurven eingetragen, wobei jede Kurve das Verhältnis zwischen X und H für ein bestimmtes Y zeigte. Daraus wurde eine zweite Reihe von Kurven berechnet, namentlich die X-H^2-Kurven. Die Werte von $\frac{dH^2}{dx}$ wurden dann graphisch auf diesen Kurven abgelesen. Da dieses ein ziemlich ungenaues Verfahren ist, wurde es jedesmal von neuem gemacht. Die hier entspringenden Fehler werden in dem mittleren Fehler des Endresultates stecken.

Beim Gebrauch der Wismutspirale waren zwei Hauptfehler vorhanden. Erstens machten Temperaturänderungen sehr viel aus. Zweitens muß man für die endliche Größe der Spirale korrigieren.

Der Temperaturkoeffizient des Widerstandes von Wismut ist ungefähr der gleiche wie bei den anderen Metallen. Die kleinen Temperaturschwankungen, die hier vorkommen, kommen auf diese Weise nicht in Betracht. Die Eigenschaft des Wismuts, seinen Widerstand im ma-

1) Hartmann & Braun. No. 465.

gnetischen Felde zu verändern, ist aber gegen Temperaturänderungen sehr empfindlich.

Der Widerstand der gebrauchten Spirale ist bei der Eichungstemperatur (17,7°) oberhalb 6000 Gauß eine lineare Funktion der Feldintensität, und zwar wird er durch den Ausdruck

$$H = a\,\frac{\Delta_0 R}{R} + b \qquad (14)$$

mit ihr gebunden, wo $a = 18000$ und $b = 1840$ sind. R ist der Widerstand der Spirale bei $t = 17{,}7°$ und $H = 0$. $\Delta_0 R$ ist die Widerstandszunahme, die vom magnetischen Felde herrührt.

Wenn nun bei konstantem H die Temperatur sich um Δt verändert, nimmt ΔR einen anderen Wert $\Delta_t R$ an. Wenn wir die durch die Temperaturänderung eingeführte Widerstandsänderung mit $\Delta' R$ bezeichnen, so haben wir

$$\Delta_t R = \Delta_0 R + \Delta' R. \qquad (15)$$

Nun ist erfahrungsgemäß für die kleinen Temperaturänderungen, die hier in Betracht kommen, $\Delta' R$ mit H und $-\Delta t$ direkt proportional. Der Einfluß des Feldes sinkt nämlich mit steigender Temperatur. Daher haben wir

$$\frac{\Delta' R}{H(-\Delta t)} = -\frac{\Delta' R}{H \cdot \Delta t} = \text{konstant}, \qquad (16)$$

wo die Einsetzung des Minuszeichens eine positive Konstante liefert. $\Delta_t R$ ist jetzt natürlich die beobachtete Widerstandsänderung. Wenn man nun den Wert von $\Delta_0 R$ aus (15) unter Berücksichtigung von (16) in (14) einsetzt, so hat man endlich

$$\left.\begin{aligned} H &= \left(a\,\frac{\Delta_t R}{R} + b\right)\frac{1}{1 - \frac{ak}{R}\Delta t} \\ &= a'\,\frac{\Delta R}{R} + b'. \end{aligned}\right| \qquad (17)$$

Wo a' und b' Funktionen von Δt allein sind. Bei einem bestimmten Wert von Δt haben wir also eine H, $\frac{\Delta_t R}{R}$-Kurve, die sich nur dadurch von der H, $\frac{\Delta_0 R}{R}$-Kurve unterscheidet, daß sie durch einen kleinen Winkel verschoben ist[1]).

Bei jedem Schließen des Stromkreises des Magneten wurde die Temperatur um 0,2° gesteigert. Sie wurde mittelst eines nahe an die Spirale gebrachten Thermometers beobachtet. H wurde nach (17) berechnet, wobei $\frac{ak}{R}$ nach Zahlen von Henderson zu $1{,}17 \times 10^{-2}$ bestimmt wurde.

1) Vgl. Henderson, Wied. Ann. **53**, 912, 1894. S. auch Fig. 4.

Außerdem kommt noch die endliche Größe der Spirale als Fehler in Betracht. Die Spirale hatte einen Durchmesser von nur 4 mm, was aber längst nicht als punktförmig angesehen werden darf. Die Dicke der Spirale war dagegen höchstens ein paar Zehntelmillimeter. Die Spirale war immer symmetrisch zur X-Y-Ebene aufgestellt. Ihre eigene Ebene war immer parallel der Y-Z-Ebene gehalten. Beim Gebrauch der Spirale wird vorausgesetzt erstens, daß die Feldintensität über der ganzen Spirale denselben Wert hat und zweitens, daß die Kraftlinien die Stromfäden in der Spirale überall senkrecht schneiden. Beide Bedingungen sind nicht genau erfüllt.

Die Kraftlinien laufen nicht ganz parallel der X-Achse, sondern etwas auseinander von der Keilspitze nach der Ebene. Sie stehen also nur in der X-Y-Ebene senkrecht zu der Ebene der Spirale. Außerdem aber schneiden sie die Stromfäden auch auf dem horizontalen Durchmesser senkrecht. In den zwischen den vertikalen und horizontalen Durchmessern liegenden Teilen der Spirale wird der Winkel zwischen Stromfaden und Kraftlinie nicht genau 90° sein, und zwar wird die Abweichung ihr Maximum erreichen bei den äußeren Fäden auf der Halbierungslinie zwischen den Y- und Z-Achsen. Im alleräußersten und überhaupt nicht vorkommenden Fall, wo der Spirale Schutzdecke mit der Keilspitze in Berührung steht, und unter der Annahme, daß die Kraftlinien einfach von der Keilspitze divergieren, würde der Fehler bei diesem Stückchen des Randes höchstens 12 Proz. betragen. Der auf diese Weise eingeführte Fehler für die ganze Spirale kann aber nur einen kleinen Bruchteil von 12 Proz. betragen, erstens weil man den Mittelwert für die ganze Spirale bilden muß, und zweitens weil die Kraftlinien auf keine Weise einfach von der Keilspitze divergieren, sondern vielmehr parallel der X-Achse zu laufen streben. Deshalb wird dieser Fehler vernachlässigt. Der Endwert von $\mu - \mu_0$ wird dadurch etwas zu hoch erscheinen.

Dagegen läßt sich der andere Fehler nicht vernachlässigen, namentlich der, der dadurch eingeführt wird, daß die Flächen gleicher Intensität nicht parallel der Ebene der Spirale laufen. Die Intensität, die gleich dem Mittelwert für die ganze Spirale ist, findet man nicht in der Mitte der Spirale, sondern an einem entsprechenden Punkt in der X-Y-Ebene mit demselben Y, aber etwas größerem X. Dieser Punkt wurde auf folgende Weise bestimmt. Die Flächen gleicher Intensität wurden nach der Quinckeschen Methode des magnetischen Manometers innerhalb der Grenzen vom gebrauchten Teile des Feldes zu angenähert kreisförmige

Zylinder gefunden, deren Durchmesser mit wachsendem X wuchsen. Es wurde dann als erste Annäherung angenommen, daß der Zylinder, der in einem bestimmten Falle die Spirale auf solche Weise schneidet, daß gleiche Flächen von Wismut innerhalb und außerhalb des Zylinders bleiben, den fraglichen Punkt enthält. Z. B., in der Fig. 3 sollen BB die Hälfte der Spiralenfläche einschließen. Ihr

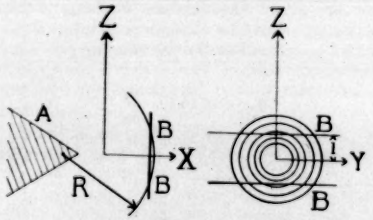


Fig. 3.

halber Abstand sei l. R sei der experimentell bestimmte Radius des Zylinders, der die Spirale in BB schneidet. Dann ist die nötige Korrektur d, die man zu dem mit dem Kathetometer bestimmten X addieren muß, offenbar

$$d = R - \sqrt{R^2 - l^2}, \qquad (18)$$

l wurde nach den ausgemessenen Dimensionen der Spirale graphisch bestimmt. Beim Gebrauch des magnetischen Manometers wurde ein 0,5 mm breites Kapillarrohr mit einer starken Lösung von $Fe Cl_3$ gebraucht. Da es sich nur um eine relative Bestimmung handelte, war keine Bestimmung der Permeabilität der gebrauchten Lösung nötig.

Die Korrektur ist auffallend groß. Ihr Maximalwert war bei $X = 1$ mm erreicht und betrug 0,72 mm. Man darf nicht behaupten, daß dieser Wert genau ist. Die Korrektur wird aber mit wachsendem X auch an absoluter Größe kleiner. Es wäre aber doch eine genauere Bestimmung oder die Ausschließung dieses Fehlers sehr wünschenswert.

H wurde zu einer gleichmäßig laufenden Funktion von X gefunden. Ihr Wert bei $X = 1{,}6$ mm (von der Keilspitze) betrug nur 13000 Gauß, bei $X = 3{,}6$ aber noch 10000 Gauß. Mit einer anderen Anordnung der Polschuhen könnte man wohl günstigere Verhältnisse bekommen.

Die gebrauchte Düse war ein 4 cm langes Stück Kapillarrohr mit innerem Durchmesser von 1 mm. Das Rohr war auf einer Seite weggeschliffen, damit der Strahl ganz nahe an die Keilspitze gebracht werden konnte. Bei den meisten Messungen trat der Strahl in einer Entfernung von 1,5 mm von der Keilspitze in das Feld hinein.

Die Ausströmungsgeschwindigkeit wurde auf folgende Weise gemessen. Eine Gasuhr war wie in der Fig. 4 eingeschaltet. F ist die CO_2-Flasche, U die Gasuhr, D die Düse und M das Manometer, das den Überdruck des Gases

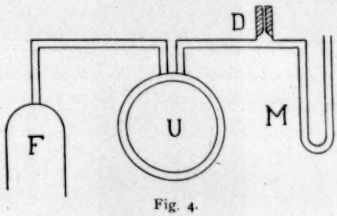


Fig. 4.

hinter der Düse maß. Für dieses wurde als Flüssigkeit destilliertes Wasser gebraucht. Dabei wurde das Manometer öfters sorgfältig gereinigt. Die Manometerhöhen wurden mit dem Kathetometer gemessen. Das in einer Sekunde bei konstantem Druck ausströmende Volumen wurde gemessen. Daraus nach genauer Bestimmung des Düsendurchmessers konnte man leicht die lineare Ausströmungsgeschwindigkeit berechnen. Die Kurve Geschwindigkeit-Überdruck stimmte nicht mit der berechneten[1]) überein. Die experimentelle Kurve ist aber ohne Zweifel die zuverlässigere. Der Strahl wurde nachher photographiert, wobei ein kleines Manometer vor die Platte gebracht wurde, derart, daß der Überdruck im Augenblick der Aufnahme automatisch registriert wurde. Mit Hilfe der Kurve konnte man die entsprechende Ausströmungsgeschwindigkeit leicht bestimmen.

Die Düse war sorgfältig in die X-Y-Ebene eingestellt, und zwar dadurch, daß die Kapillaröffnung mit dem Auge nach der Keilspitze gerichtet wurde.

Bei jeder Serie von Aufnahmen wurde das Feld gleich nachher ausgemessen, damit keine zeitlichen Veränderungen eintreten könnten.

Die Schlierenbilder wurden mit einer 595 cm entfernten Bogenlampe entworfen. Die Platte stand 85 cm hinter dem Strahl. Die Vergrößerung im Bilde ist also $^8/_7$.

Die Ausmessung der Photogramme geschah mit Hilfe eines Kathetometers, das Ablesungen bis zu einer Genauigkeit von $^1/_{50}$ mm gestattete. Das zweite Beugungsmaximum im Schatten des Polschuhs diente dabei als Basis. Nachher wurden die nötigen Reduktionen auf wirkliche Abstände von der Keilspitze ge-

1) Winkelmanns Hdbch., II. Aufl. Bd. I, S. 1345.

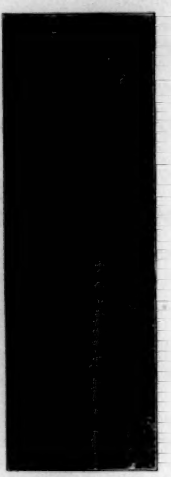


Fig. 5.

macht. Der X-Wert des Strahles wurde in Intervallen von $Y = 5$ mm gemessen. Bei jedem Y wurde der Mittelwert von drei unabhängigen Beobachtungen genommen. Das Schlierenbild des Strahles formte sich ganz symmetrisch um seine Achse, weshalb verschiedene Beobachtungen miteinander meistens innerhalb 0,05 mm übereinstimmten. Die so gewonnenen Zahlen wurden auf Kurven eingetragen. Die Werte von

$$\int \frac{dH^2}{dx}\, dy$$

wurden graphisch bestimmt. Endlich erreicht der Strahl einen Teil des Feldes, wo er nicht weiter abgelenkt wird. Der Winkel zwischen der darauf folgenden Strecke und der Y-Achse läßt sich mit dem Kathetometer gut messen. Er heiße α_1. Aufnahmen vom unabgelenkten Strahle wurden auch gemacht. Die kleine Abweichung von der Y-Richtung heiße α_0. Es soll gleich bemerkt werden, daß die unabgelenkten Strahlen nicht ganz gradlinig waren. Das könnte in einem kleinen remanenten Felde seine Ursache finden. Es war deshalb der kleinste Wert von α_0 als der wahre genommen. Daß dieses ein sicheres Verfahren ist, scheint desto wahrscheinlicher, weil die kleinsten Werte bei verschiedenen Beobachtungen miteinander gut übereinstimmten. Endlich wurde der Wert von $\tan \alpha$, wie er in (11) eingesetzt werden muß, aus der Gleichung

$$\tan \alpha = \tan \alpha_1 - \tan \alpha_0 \qquad (19)$$

bestimmt. Daß die Tangenten addiert werden müssen und nicht die Winkel, überzeugt man sich leicht durch die Betrachtung, daß es sich hauptsächtlich um eine Bestimmung der durch das Feld eingeführten horizontalen Geschwindigkeit handelt.

Vom Geschwindigkeitsverlust im Strahle ist die Rede schon gewesen. Es sind zwei Gründe vorhanden, warum diese Geschwindigkeit abnehmen soll. Erstens, da der Strahl vertikal läuft, verzögert ihn die Schwerkraft. Zweitens hat in jeder Stellung die Reibung dieselbe Wirkung. Der Einfluß der Schwerkraft ist leicht berechnet. Die Beschleunigung der Schwerkraft wird sein

$$g_0 = 981\left(1 - \frac{\varrho_1}{\varrho_2}\right), \qquad (20)$$

wo ϱ_1 und ϱ_2 die Dichten der beiden in Frage kommenden Gase sind. Im Falle von einem Strahl von Kohlensäure in Luft wird g_0 zu 340 berechnet. Die Geschwindigkeitsabnahme bei der Zurücklegung von y cm wird sein

$$v_0 - v = \int_0^y g_0\, dt = \int_0^y \frac{g_0}{v}\, dy. \qquad (21)$$

Wenn wir nun eine hohe Anfangsgeschwindigkeit haben, dürfen wir für v unter dem Integralzeichen v_0 einsetzen. Daraus schließen wir

$$v_0 - v = \frac{g_0 y}{v_0}. \qquad (22)$$

Wenn nun v_0 den kleinsten Wert bei den jetzigen Versuchen hat, namentlich 400 cm/sec wird bei $y = 4$ cm, $v_0 - v$ 3,4 cm/sec betragen. Der Fehler ist also etwas weniger wie 1 Proz., und wird vernachlässigt.

Der Einfluß der Reibung ist etwas fraglicher. Bei den Vorversuchen wurden sehr kleine Ausströmungsgeschwindigkeiten gebraucht, hinunter bis zu 135 cm/sec. Die Werte von $\mu - \mu_0$ nach (11) berechnet zeigen dabei eine systematische Zunahme mit abnehmendem v_0. Dann wurde $\mu - \mu_0$ aus verschiedenen Teilen desselben Strahles berechnet. Es zeigte sich auch hier eine Zunahme von $\mu - \mu_0$ mit zunehmendem y, also mit abnehmendem v. Dieses Resultat läßt sich dadurch erklären, daß bei den niederen Geschwindigkeiten die vertikale Geschwindigkeit mit wachsendem y stark abnimmt, der Strahl daher leichter abgelenkt wird als sonst.

Es wurde versucht, Messungen über die Reibung auf folgende Weise auszuführen. Der Strahl wurde horizontal gestellt. Die Bahn krümmte sich dann unter dem Einfluß der Schwerkraft. Mit Kenntnis der Anfangsgeschwindigkeit war es möglich, die Horizontalgeschwindigkeit in jeder Entfernung von der Düse angenähert zu berechnen. Es wurde ge-

funden, daß der Verzögerungskoeffizient k, bis $v_0 = 200$ cm/sec ungefähr konstant bei dem Wert $k = 40$ blieb, dann aber bis $v_0 = 220$ cm/sec fiel. Für größere Werte von v_0 war die Methode nicht empfindlich genug. Diese Tatsachen finden ihre Erklärung darin, daß bei kleinerem v_0 das Gas aus dem Strahle sehr stark diffundiert. Bei $v_0 = 200$ cm/sec fängt der Strahl an bei $y < 4$ cm, scharfe Grenzen zu haben. Infolgedessen nimmt die Reibung oberhalb $v_0 = 200$ cm/sec ab. Es wurde tatsächlich gefunden, daß die berechneten Werte von $\mu - \mu_0$ mit wachsendem v_0 bis $v_0 = 400$ cm/sec fielen. Danach war keine systematische Änderung mit v_0 bis zu $v_0 = 900$ cm/sec zu bemerken.

Die Reibung läßt sich aus früheren Bestimmungen über die Reibung der Gase leicht berechnen, wenn wir nur annehmen, daß der Strahl innerhalb des Meßfeldes einen gleichmäßigen Durchmesser besitzt. Daß diese Annahme über den ersten 4 cm eines 30 bis 50 cm langen Strahles berechtigt ist, wird auch durch die obigen Betrachtungen wahrscheinlich gemacht.

Die spezifische Reibung η ist im Mittelwert[1]) für Luft $1{,}4 \times 10^{-4}$, für CO_2 $1{,}7 \times 10^{-4}$. Man darf wohl als erste Annäherung für CO_2 gegen Luft den Wert $1{,}55 \times 10^{-4}$ gebrauchen. Nun wird die Abnahme in einer Strecke von $y = 4$ cm nach (9) zu 12,8 cm/sec berechnet, also bei $v_{y0} = 400$ cm/sec 3 Proz., bei $v_{y0} = 900$ cm/sec 1,3 Proz. Der dadurch verursachte Fehler im Endresultat wurde in drei typischen Fällen aus (13) bestimmt. Dabei wurde die Annahme gemacht, daß tan α eine lineare Funktion von y ist. Der Wert vom Nenner wurde graphisch bestimmt. Es zeigte sich dann, daß der Fehler bei

$v_{y0} = 400$ cm/sec,	3,3 Proz.,
600 cm/sec,	1,7 Proz.,
880 cm/sec,	1,4 Proz.

betrug. Da das mittlere v_{y0} bei der definitiven Reihe von Aufnahmen ungefähr 600 cm/sec war, dürfen wir den Fehler des Mittelwertes zu 2 Proz. schätzen. Er liegt, wie wir sehen werden, innerhalb des Beobachtungsfehlers.

Resultate.

Es waren vier Reihen von Bestimmungen für CO_2 gegen Luft gemacht. Davon werden die ersten zwei als Vorversuche angesehen werden müssen. Bei jeder Reihe wurde das Feld von neuem ausgemessen.

Alle Beobachtungen werden hier mitgeteilt, außer denjenigen, die aus irgend welchem Grunde vor den Rechnungen ausgeschlossen wurden.

Permeabilitätsunterschied zwischen Kohlensäure und Luft.

Erste Reihe.

	v_{y0}	$\mu - \mu_0$
1.	590 cm/sec	$0{,}0265 \times 10^{-5}$
2.	599	285
3.	460	378
4.	668	335
5.	688	296
6.	614	324
7.	762	342
8.	758	342
9.	720	299
10.	411	318
11.	392	337
12.	878	401
13.	473	292
14.	456	233
15.	593	288
	Mittelwert	$0{,}0315 \times 10^{-5}$
	Mittlerer Fehler	$0{,}00107 \times 10^{-5}$

Zweite Reihe zur Kontrolle der Feldmessungen.

	v_{y0}	$\mu - \mu_0$
1.	540 cm/sec	$0{,}0344 \times 10^{-5}$
2.	520	400
3.	624	328
4.	740	324
	Mittelwert	$0{,}0365 \times 10^{-5}$
	Mittlerer Fehler	$0{,}0020 \times 10^{-5}$
	Mittelwert von beiden Reihen	$0{,}0335 \times 10^{-5}$
	Mittlerer Fehler	$0{,}0016 \times 10^{-5}$.

Daraus wird berechnet

$$\varkappa - \varkappa_0 = 0{,}0266 \times 10^{-6} + 0{,}0013 \times 10^{-6}.$$

Wenn wir nun für den Geschwindigkeitsverlust wegen der Reibung korrigieren, bekommen wir endlich

$$\varkappa - \varkappa_0 = 0{,}0260 \times 10^{-6} + 0{,}0013 \times 10^{-6}.$$

Nun hat die Suszeptibilität von Kohlensäure einen Wert, der nach der folgenden Tabelle zu schätzen ist.

Suszeptibilität von Kohlensäure nach

Faraday	0
Becquerel . . .	0
Quincke	$+ 0{,}0029 \times 10^{-6}$
Töpler u. Hennig	$- 0{,}002 \times 10^{-6}$
Efimoff	$- 0{,}0001 \times 10^{-6}$.

Da nicht nur der Mittelwert von dieser Reihe von Zahlen sehr klein ist, sondern auch alle

1) Winkelmanns Hdbch., 2. Aufl., Bd. I, S. 1409.

Werte die methodischen und experimentellen Fehler kaum überschreiten, sind wir wohl berechtigt, für Kohlensäure $\varkappa = 0$ zu setzen.

Der mittlere Fehler ist etwas höher als bei Quincke oder Hennig. Das Endresultat stimmt aber mit der Hennigschen Zahl innerhalb des mittleren Fehlers überein.

Es wurde dazu eine einzige Reihe von Aufnahmen von einem CO_2-Strahl in Sauerstoff gemacht. Leider fehlte es dabei an Zeit, eine genügend genaue Bestimmung zu machen.

Eine von den photographischen Aufnahmen wird hiermit reproduziert (Fig. 5). Oben sieht man die beiden Schenkel des kleinen Manometers mit den beiden Flüssigkeitskuppen. Unter dem Manometer liegt der Schatten des Polschuhs A. Der Strahl zeigt in diesem Falle eine mittlere Ablenkung.

Weitere Untersuchungen über die magnetischen Eigenschaften der Luft und des Sauerstoffs bei verschiedenen molekularen Zuständen werden folgen.

Physikalisches Institut, Göttingen, Juli 1910.

(Eingegangen 21. Dezember 1910.)

Die magnetischen Eigenschaften der Flammen.

Von W. P. Roop.

Bei den Messungen über die magnetische Permeabilität der Gase ist niemals ein gut bestätigter Fall des Diamagnetismus vorgekommen. Dagegen ist die Beobachtung schon von Faraday gemacht worden, daß Flammen aller Art stark diamagnetisch sind, auch wenn sie mit Eisen gelb gefärbt sind.

Nun habe ich meine Methode[1]) zur Untersuchung der magnetischen Eigenschaften der Gase auf diese Frage angewandt. Es wurde eine schlanke strahlförmige Leuchtgasflamme in ein ungleichförmiges Magnetfeld gebracht, ganz wie der Kohlensäurestrahl bei meinen früheren Versuchen. Die Flamme, wie der Strahl, wird aus den stärksten Stellen des Feldes abgestoßen. Es wurden dann zwei entsprechende Fälle miteinander verglichen, namentlich der einer Flamme und der eines Kohlensäurestrahles, der in demselben Felde dieselbe Ablenkung zeigte.

Eine angenäherte Messung der vertikalen Geschwindigkeit der Gase in der Flamme war auf folgende Weise gemacht. Der Brenner wurde mit der Hand periodisch hin und her durch eine Strecke von 60 cm bewegt. Die Periode wurde mit einer Taschenuhr zu 1 sec bestimmt. Der Ablenkungswinkel der Flamme war dabei zu 25° geschätzt. Daraus berechnet man die vertikale Geschwindigkeit an der Spitze der Flamme zu 120 cm/sec. Obwohl diese Zahl nur eine rohe Annäherung ist, zeigt sie doch etwas mehr als die bloße Größenordnung.

Nun war bei dem Kohlensäurestrahl die Anfangsgeschwindigkeit 300 cm/sec, in einer Entfernung von 4 cm von der Düse aber nur 100 cm/sec. Man sieht also, daß auch die vertikalen Geschwindigkeiten in den beiden entsprechenden Fällen von derselben Größenordnung sind. Da Kohlensäure nur im Vergleich mit der Luft diamagnetisch ist und eine absolute Suszeptibilität Null hat, so liegt die Hypothese nahe, daß dies auch bei der Flamme der Fall ist.

Um diese Hypothese zu prüfen, ist folgendes gemacht worden. Wenn es wahr ist, daß die Flammengase eine Suszeptibilität Null haben, so muß eine umgekehrte Flamme von Luft in Leuchtgas sich paramagnetisch verhalten. Die umgekehrte Flamme ist tatsächlich in dieselbe Stellung gebracht worden, wie die Leuchtgasflamme in Luft. Unter sonst gleichen Umständen hat sie gar keine Spur von Diamagnetismus gezeigt. Daß sie sich auch nicht merklich paramagnetisch zeigt, läßt sich dadurch erklären, daß der Sauerstoff bei der Flammentemperatur seinen Paramagnetismus so gut wie ganz verloren hat.

Wenn wir nun fragen, wie es kam, daß selbst Faraday die Flammen für diamagnetisch hielt, so sehen wir ein, daß man ohne quantitativen Versuch die Empfindlichkeit der Untersuchungsmethode weit unterschätzte.

Die intensiv gelb gefärbte Natriumflamme zeigte dieselbe Ablenkung wie die farblose. Dabei gestattete die Genauigkeit der Beobachtungen eine Abweichung von 25 Proz. sicherlich wahrzunehmen. Es ist aber keine solche vorgekommen. Die durch das Metallsalz eingeführte Ionisation bleibt also ohne Einfluß auf die magnetischen Eigenschaften der Flamme.

Physikalisches Institut Göttingen, August 1910.

(Eingegangen 21. Dezember 1910.)

1) W. Roop, diese Zeitschr. **12**, 48, 1911.

Über eine Verallgemeinerung der zweiten Maxwellschen Theorie der Gase.

Von D. Enskog.

Maxwells zweite kinetische Gastheorie geht unter anderem von der Voraussetzung aus, daß die Wechselwirkung zweier Moleküle irgendeine rasch abnehmende Funktion ihres gegen-

seitigen Abstandes ist. Aus dieser Voraussetzung folgen allgemeine Grundgleichungen verschiedener Vorgänge. Um in speziellen Fällen die in diesen Gleichungen vorkommenden Integrale berechnen zu können, nahm Maxwell als Grundlage der folgenden Entwickelungen sein Gesetz einer der fünften Potenz der Entfernung umgekehrt proportionalen Abstoßung an. Dieser Fall ist bekanntlich der einzige, wo eine strenge Theorie durchgeführt ist.

Die Theorie ist von einigen Forschern erweitert worden. Es sei hier nur an Boltzmanns Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung[1]) auf Grund des Maxwellschen Kraftgesetzes und an die Behandlung des Diffusionsproblems von P. Langevin[2]) erinnert. Langevin setzt Maxwells Geschwindigkeitsverteilung, aber kein spezielles Kraftgesetz voraus.

Vom Verfasser dieses Aufsatzes ist ein Versuch gemacht, die Geschwindigkeitsverteilung zu ermitteln und die Theorie im übrigen durchzuführen, ohne irgendein spezielles Kraftgesetz vorauszusetzen. Die Untersuchungen sind noch nicht abgeschlossen, aber Umstände haben mich veranlaßt, gleichwohl einige Resultate zu veröffentlichen. Im folgenden handelt es sich um ein einfaches Gas. Ich hoffe, bald den allgemeineren Fall zweier diffundierenden Gase nach denselben Prinzipien ausführlicher behandeln zu können.

Wir bedienen uns, wo nicht anders gesagt wird, der Bezeichnungen in Boltzmann, Vorlesungen über Gastheorie I. Es bedeuten mithin ξ, η, ζ die Geschwindigkeitskomponenten eines Moleküls, u, v, w die Mittelwerte dieser Komponenten; $\mathfrak{x} = \xi - u$; $\mathfrak{y} = \eta - w$; $\mathfrak{z} = \zeta - w$; $\mathfrak{c} = \sqrt{\mathfrak{x}^2 + \mathfrak{y}^2 + \mathfrak{z}^2}$ usw. Bisweilen wird es geeignet sein, die sogenannte Boltzmann-Drudesche Konstante α einzuführen.

Der Gang der Rechnung ist in Kürze folgender. Man setzt

$$f = f \quad \cdot H(x, y, z, t, \xi, \eta, \zeta),$$

wo

$$f^0 = n\left(\frac{k}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-k\mathfrak{c}^2} = n\left(\frac{3m}{4\pi\alpha T}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{3m}{4\alpha T}\{(\xi-u)^2+(\eta-v)^2+(\zeta-w)^2\}} \tag{1}$$

und

$$k = \frac{3m}{4\alpha T} = hm$$

ist. Die Funktion H denkt man sich in eine Potenzreihe nach $\mathfrak{x}$, $\mathfrak{y}$ und $\mathfrak{z}$ entwickelt. Die Koeffizienten dieser Reihe sind Funktionen von x, y, z, t und werden durch Einsetzung in folgende Gleichungen bestimmt:

$$\left.\begin{aligned} &\frac{\partial f}{\partial t} + \xi\frac{\partial f}{\partial x} + \eta\frac{\partial f}{\partial y} + \zeta\frac{\partial f}{\partial z} + \\ &+ X\frac{\partial f}{\partial \xi} + Y\frac{\partial f}{\partial \eta} + Z\frac{\partial f}{\partial \zeta} = \\ &= \int_0^\infty\int_0^{2\pi}\int_0^\pi (f'f_1' - ff_1)\, g\, b\, db\, d\omega_1\, d\varepsilon \end{aligned}\right| \tag{2}$$

[3])

$$\int f\, d\omega = n \tag{3}$$

$$\int \mathfrak{x} f\, d\omega = \int \mathfrak{y} f\, d\omega = \int \mathfrak{z} f\, d\omega = 0 \tag{4}$$

$$\int \tfrac{1}{2} m\mathfrak{c}^2 f\, d\omega = n\alpha T. \tag{5}$$

Die erste dieser Gleichungen liefert alle Koeffizienten bis auf die der Glieder der nullten und ersten Grade. (3) bis (5) ergeben, daß das von $\mathfrak{x}$, $\mathfrak{y}$ und $\mathfrak{z}$ freie Glied gleich der Einheit ist, bestimmen die Koeffizienten der Glieder der ersten Grade und liefern zwischen drei der anderen Koeffizienten eine gleich zu erwähnende Abhängigkeit.

Die Ausführung der Operationen (3) bis (5) bietet keine Schwierigkeiten. Der Einsetzung in (2) halber wird angenommen, daß alle Glieder von H mit Ausnahme des ersten klein sind gegen die Einheit, so daß man bei der Berechnung der linken Seite ihre Differentialquotienten nach x, y, z, t und bei derjenigen der rechten ihre Produkte vernachlässigen kann.

Dividiert man die Gleichung durch $f^{(0)}$, ergibt die linke Seite einen Ausdruck, der in bezug auf $\mathfrak{x}$, $\mathfrak{y}$, $\mathfrak{z}$ vom dritten Grade ist, und den man nach Potenzen dieser Größen ordnet. Die Koeffizienten enthalten nur die Veränderlichen n bezw. ϱ, T, u, v, w und deren Differentialquotienten nach x, y, z und t.

Bemerkt man, daß wegen des Momentensatzes und des Prinzips der lebendigen Kraft

$$ff_1' = ff_1$$

ist, so wird man erkennen, daß die Berechnung der rechten Seite auf die Ermittelung von Integralen auskommt, die etwa die Form haben:

$$\int_0^\infty\int_0^{2\pi}\int_0^\pi f_1^{(0)}\,(\mathfrak{x}'^2 + \mathfrak{x}_1'^2 - \mathfrak{x}^2 - \mathfrak{x}_1^2)\, g\, b\, d\omega_1\, d\, b\, d\, \varepsilon\,.$$

Die Integration nach ε ist von Maxwell und Boltzmann ausgeführt[1]). Sie ergibt einen

1) Siehe Boltzmann, Vorlesungen über Gastheorie I, S. 184 ff.

2) P. Langevin, Ann. Chim. Phys. (8) 5, 245, 1905.

3) Boltzmann, Gastheorie I, S. 114.

1) Boltzmann, Gastheorie I, S. 159 ff., 170 ff.

Ausdruck, wo in diesem Falle $f_1^{(0)}$, b, g nebst dessen x-Komponente und $\cos^2\vartheta$ $\sin^2\vartheta$ eingehen. $\pi - 2\vartheta$ ist die Richtungsveränderung der Relativgeschwindigkeit durch den Stoß und ϑ ist eine Funktion von b und g. Man schreibt ferner

$$\int_0^\infty \cos^2\vartheta \sin^2\vartheta\, b\, db = \Theta_2(g) \qquad (6)$$

und transformiert $\mathfrak{x}$, $\mathfrak{y}$ und $\mathfrak{z}$ auf die Polarkoordinaten g, γ und β[1]). γ ist der Winkel zwischen den Vektoren c und g, β ist ein Azimut. Man kann dann ohne weiteres nach γ und β integrieren. Die Integration nach β kann auch mit Hilfe des Maxwellschen Integralsatzes über Kugelfunktionen[1]) ausgeführt werden. Führt man ferner die neue Veränderliche

$$z = g\sqrt{k} = g\sqrt{\frac{3m}{4aT}}$$

ein, und setzt

$$\int_0^\infty \Theta_2\left(z\sqrt{\frac{4aT}{3m}}\right) e^{-z^2}\cdot z^n dz = \varphi_{2n}(T), \qquad (7)$$

so erhält man als Wert des obigen Integrals

$$\frac{32n}{15}\sqrt{\frac{\pi}{k}}\,(c^2 - 3\mathfrak{x}^2)\,e^{-kc^2}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{15\,(4kc^2)^n\cdot\varphi_{2,\,2n+7}}{(2n+1)!\,(2n+3))\,(2n+5)}.$$

Durch Koordinatentransformation[2]) erhält man aus diesem Wert denjenigen des Integrals, wo $\mathfrak{x}'^3 +$ etc. eingeht anstatt $\mathfrak{x}'^2 + \ldots$ Die übrigen Integrale können in analoger Weise berechnet werden. Schließlich ordnet man auch diese Seite nach Potenzen von $\mathfrak{x}$, $\mathfrak{y}$ und $\mathfrak{z}$ und setzt dann die entsprechenden Koeffizienten beider Seiten einander gleich.

Es ergibt sich, daß die Verteilungsfunktion in der folgenden Gestalt dargestellt werden kann:

$$\left.\begin{aligned} f = f^{(0)}\{1 + (b_1\mathfrak{x} + b_2\mathfrak{y} + b_3\mathfrak{z})\sum_{n=0}^{\infty}\beta_n k^n c^{2n} + \\ + (c_{11}\mathfrak{x}^2 + c_{22}\mathfrak{y}^2 + c_{33}\mathfrak{z}^2 + c_{12}\mathfrak{x}\mathfrak{y} + c_{13}\mathfrak{x}\mathfrak{z} + c_{23}\mathfrak{y}\mathfrak{z})\sum_0^\infty \gamma_n k^n c^{2n}. \end{aligned}\right\} \qquad (8)$$

Dabei wird

$$c_{11} + c_{22} + c_{33} = 0 \qquad (9)$$

$$\sum_0^\infty 1\cdot 3\cdot 5\ldots(2n+3)\cdot 2^{-n}\cdot\beta_n = 0 \qquad (10)$$

$$\left.\begin{aligned} b_1 &= -\frac{5}{96\,n\,(\varphi_{27} - \frac{2}{9}\varphi_{29})}\sqrt{\frac{k}{\pi}}\cdot\frac{1}{T}\cdot\frac{\partial T}{\partial x} & b_2 &= -\frac{5}{96\,n\,(\varphi_{27} - \frac{2}{9}\varphi_{29})}\sqrt{\frac{k}{\pi}}\cdot\frac{1}{T}\cdot\frac{\partial T}{\partial y} \\ b_3 &= -\frac{5}{96\,n\,(\varphi_{27} - \frac{2}{9}\varphi_{29})}\sqrt{\frac{k}{\pi}}\cdot\frac{1}{T}\cdot\frac{\partial T}{\partial z} & c_{11} &= -\frac{5}{48\,n}\sqrt{\frac{k^3}{\pi}}\cdot\frac{1}{\varphi_{27}}\left[2\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial w}{\partial z}\right] \\ c_{22} &= -\frac{5}{48\,n}\sqrt{\frac{k^3}{\pi}}\cdot\frac{1}{\varphi_{27}}\left[2\frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial w}{\partial z}\right] & c_{33} &= -\frac{5}{48\,n}\sqrt{\frac{k^3}{\pi}}\cdot\frac{1}{\varphi_{27}}\left[2\frac{\partial w}{\partial z} - \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y}\right] \\ c_{12} &= -\frac{5}{16\,n}\sqrt{\frac{k^3}{\pi}}\cdot\frac{1}{\varphi_{27}}\left[\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right] & c_{13} &= -\frac{5}{16\,n}\sqrt{\frac{k^3}{\pi}}\cdot\frac{1}{\varphi_{27}}\left[\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x}\right] \\ & & c_{23} &= -\frac{5}{16\,n}\sqrt{\frac{k^3}{\pi}}\cdot\frac{1}{\varphi_{27}}\left[\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y}\right] \end{aligned}\right\} \qquad (11)$$

Die Ermittelung der allgemeinen Ausdrücke von β_n und γ_n bietet keine prinzipiellen Schwierigkeiten, aber ist noch nicht durchgeführt. Die β_n und γ_n sind ursprünglich auf einen willkürlichen Faktor unbestimmt; die Willkür ist aber durch die Festsetzung obiger Werte von b_1 etc. gehoben. Sie werden dimensionslose Funktionen

1) Siehe P. Langevin, l. c.
2) Ebenda S. 164.

1) Boltzmann, Gastheorie I, S. 171.

der φ_{2n} und mithin der Temperatur. Im Falle des Maxwellschen Kraftgesetzes verschwinden alle bis auf β_0, β_1 und γ_0, deren Werte sind:

$$\beta_0 = -\frac{5}{2};\ \beta_1 = \gamma_0 = 1. \qquad (12)$$

Im Falle elastischer Kugeln werden sie konstante Zahlen.

Es bietet jetzt keine Schwierigkeiten, die Werte des Normaldruckes in der Abszissenrichtung:

$$p_{xx} = \varrho \overline{\xi^2} = \frac{\varrho}{n} \int \xi^2 f \, d\omega ,$$

des Tangentialdruckes:

$$p_{xy} = \varrho \overline{\xi\eta}$$

und der x-Komponente des Wärmeflusses:

$$q_x = \frac{1}{2} \varrho \overline{\xi c^2}$$

zu berechnen. Man erhält:

$$p_{xx} = p - \frac{2\eta}{3}\left[2\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial w}{\partial z}\right] \qquad (13)$$

$$p_{xy} = -\eta\left[\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right] \qquad (14)$$

$$q_x = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} = -\varepsilon \cdot c_v \cdot \eta \cdot \frac{\partial T}{\partial x}, \qquad (15)$$

wo

$$p = \frac{2}{3} n a T = \varrho \cdot \frac{RT}{M} \qquad (16)$$

$$\eta = \frac{5m}{64\sqrt{\pi k}} \cdot \frac{1}{\varphi_{27}} \cdot \sum_0^\infty \frac{1 \cdot 3 \ldots (2n+5)}{15 \cdot 2^n} \cdot \gamma_n \qquad (17)$$

$$c_v = \frac{a}{m}$$

und

$$\varepsilon = \frac{5 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1 \cdot 3 \ldots (2n+3) \cdot 2n}{15 \cdot 2^n} \cdot \beta_n}{9\left(1 - \frac{2}{9} \cdot \frac{\varphi_{29}}{\varphi_{27}}\right) \sum_0^\infty \frac{1 \cdot 3 \ldots (2n+5)}{15 \cdot 2^n} \cdot \gamma_n} \qquad (18)$$

ist. η ist die Reibungskonstante, λ die Wärmeleitungsfähigkeit und ε ein bekannter Zahlenfaktor. Der Einfachheit halber kann man in vielen Rechnungen alle β_n und γ_n bis auf β_0, β_1 und γ_0 gleich null setzen. Den letzteren hat man dann die Werte (12) zu geben. In den Formeln (17) und (18) bewirkt diese Vernachlässigung, daß die Summenzeichen durch den Faktor 1 ersetzt werden. Man erhält hier Resultate, die im Falle des Maxwellschen Kraftgesetzes exakt sind, im Falle elastischer Kugeln sich von dem richtigen durch einen konstanten Faktor scheiden, und im allgemeinen Falle durch einen Faktor, der Temperaturfunktion ist.

Um die abgeleiteten Formeln auf die beiden genannten speziellen Fälle anzuwenden, bemerke man, daß das Maxwellsche Kraftgesetz

$$\Theta_2 = \frac{A_2}{2\pi}\sqrt{\frac{K_1}{2m}} \cdot \frac{1}{g}$$

$$\varphi_{27} = \frac{15 A_2}{32}\sqrt{\frac{k \cdot K_1}{2\pi m}},$$

und

$$\varphi_{29} = \frac{7}{2}\varphi_{27}$$

liefert. Man findet leicht Werte, die mit den von Maxwell und Boltzmann abgeleiteten identisch sind. Bei elastischen Kugeln wird

$$\sin\vartheta = \frac{b}{\sigma};\quad \Theta_2 = \frac{\sigma^2}{12};$$

$$\varphi_{27} = \frac{\sigma^2}{4};\ \varphi_{29} = 4\varphi_{27} = \sigma^2;$$

und man erhält:

$$\eta = \frac{5m}{16\sigma^2\sqrt{\pi k}} = \frac{5mc}{32\sigma^2} \qquad (19)$$

$$\varepsilon = 5. \qquad (20)$$

Der Zahlenfaktor in (19) ist 1,983 mal größer als der von Boltzmann und 2,242 = nahe $\frac{9}{4}$ mal des von O. E. Meyer durch die Methode der mittleren Weglänge abgeleiteten. Die hier gemachten Vernachlässigungen wirken eben auf diesen Faktor ein, aber es ist jedoch nicht ohne Interesse, die Formel (19) auf die Berechnung molekularer Dimensionen bezw. der Loschmidtschen Zahl anzuwenden. Die hierunter gegebenen Werte des Durchmessers des Heliumatoms sind nach einigen entsprechenden Werten von G. Rudorf[1]) berechnet. Sie sind erstens aus η und van der Waals Konstante b und zweitens aus η und dem Werte $n_0 = 2{,}75 \cdot 10^{19}$ der Loschmidtschen Zahl ermittelt. Die unter S gegebenen Werte sind mit Rücksicht auf die bekannte von Sutherland abgeleitete Temperaturkorrektion erhalten, die unter R auf diejenige von Reinganum. Schließlich ist auch der Wert gegeben, den Rudorf aus b und n_0 berechnet.

	S-	R
Aus η und b	$2{,}5 \cdot 10^{-8}$	$2{,}35 \cdot 10^{-8}$ cm
„ η „ n_0	$2{,}24 \cdot 10^{-8}$	$2{,}30 \cdot 10^{-8}$
„ b „ n_0	$2{,}3 \cdot 10^{-8}$	

Die Übereinstimmung ist eine sehr gute. Für Argon wird sie etwas schlechter, aber diese Verschiedenheit darf, wenn beide Stoffe

1) G. Rudorf, Phil. Mag., July 1909.

korrespondieren, nur darin ihren Grund haben, daß die genannten Temperaturkorrektionen nicht richtig sind. Die zuverlässigeren Werte wird man dann bei Helium erhalten, dessen kritische Temperatur die kleinere ist.

Nach allem wird es mithin wahrscheinlich, daß die oben besprochenen Vernachlässigungen nur einen unwesentlichen Fehler bewirken. Immerhin wird es von Interesse sein, die Werte von β_n und γ_n zu erhalten.

(Eingegangen 20. Dezember

Mitteilungen aus dem physikalischen Institut der National-Universität La Plata (Argentinien). (Direktor: E. Bose.)

Nr. 1: E. Bose, Experimentalbeitrag zur Schwarmtheorie der anisotropen Flüssigkeiten.

In meiner Abhandlung „Zur Theorie der anisotropen Flüssigkeiten II“[1]) habe ich einen Versuch über die magnetische Klärung von Anisaldazin mitgeteilt, der an jener Stelle der Aufmerksamkeit mancher an dem Gegenstande sonst sehr interessierten Forscher entgangen zu sein scheint. (Vergleiche die Art, in der Herr G. Tammann in der Diskussion zu einem Vortrage des Herrn W. Nernst die Existenz derartiger Beobachtungen anzweifelte[2]).)

Da ich nun seit meiner Übersiedelung nach La Plata (Argentinien) durch die mit der Schöpfung eines modernen Physikinstituts verbundenen Arbeiten stark in Anspruch genommen bin, habe ich mich dem weiteren Ausbau meiner früheren Arbeiten über anisotrope Flüssigkeiten nur sehr wenig widmen können, und daher sind auch die Mitteilungen in dieser Notiz nur als ein vorläufiger Bericht zu betrachten. Die mitgeteilten Erscheinungen befinden sich im Stadium weiteren quantitativen Studiums.

Zunächst möchte ich die früheren rein qualitativen Angaben über die magnetische Klärung anisotroper Flüssigkeiten vervollständigen.

Die Klärung des Anisaldazins durch magnetische Kräfte parallel zur Sehrichtung habe ich in Schichten von 0,5 bis 4,0 mm Dicke in planparallelen Trögen sowie in horizontaler Schicht mit freier Flüssigkeitsoberfläche beobachtet und zwar sind die zur Herbeiführung des Effektes erforderlichen Kräfte relativ gering. Es wurden sehr deutliche Effekte schon mit Feldern von nur 600 Gauß beobachtet. Da die Orientierung der Schwärme entgegen der auf ungeordnete Lagerung derselben hinwirkenden Wärmebewegungen erfolgt, so wird eine kleine, aber eben zureichende Kraft merklich länger wirken müssen als eine den notwendigen Wert mehrmals übersteigende Kraft. In der Tat konnte ich bei etwa 600 Einheiten beobachten, daß das Eintreten der Klärung merkliche Zeit gebrauchte, während Kräfte von einigen Tausend Einheiten praktisch momentane Wirkung hervorbrachten. In jedem Fall aber ließ sich beobachten, daß die Zerstörung der einmal hervorgebrachten Ordnung, das heißt, die Wiederherbeiführung einer regellosen Lagerung der Schwärme, merklich Zeit gebrauchte. Erst nach Verlauf mehrerer Sekunden nach Abschalten des Magnetfeldes hat die Trübung wieder ihren alten Wert angenommen. Das quantitative Studium dieser Erscheinungen wird in dem neuen physikalischen Institut der National-Universität La Plata in Angriff genommen.

Das Phänomen magnetischer Klärung anisotroper Flüssigkeiten ist übrigens keineswegs auf das Anisaldazin beschränkt, sondern findet sich in derselben Weise beim Paraazoxyanisol, bei welchem schon Lehmann magnetische Richtkräfte an der Orientierung einzelner „Kristalltröpfchen“ beobachtet hat[1]), ferner beim Paraazoxyanisolphenetol und, was besonders hervorgehoben zu werden verdient, bei den anisotrop-flüssigen Gemischen von Anisalpropionsäure mit Anissäure. (Letztere beiden Substanzen verdanke ich der Güte des Herrn Vorländer, der mir dieselben vor ca. 3 Jahren zu überlassen die Liebenswürdigkeit hatte.) Dagegen wurde bei dem sehr viel zähflüssigeren Cholesterylbenzoat (in 0,7 mm dicker horizontaler Schicht mit freier Flüssigkeitsoberfläche) keinerlei Anzeichen magnetischer Klärung beobachtet, obgleich Feldstärken bis zu 9000 Einheiten verwendet wurden, die bei den anderen untersuchten Substanzen in unmeßbar kurzer Zeit den Effekt hervorbrachten.

Weitere Substanzen mit anisotrop-flüssiger Phase standen mir leider nicht zur Verfügung, doch hoffe ich, demnächst meine Beobachtungen auch an anderen noch vervollständigen zu können.

Von besonderem Interesse ist die Untersuchung der anisotrop-flüssigen Substanzen im transversalen Magnetfelde, weil sich hierdurch eine Entscheidung darüber fällen läßt, ob die Schwarmachse (mittlere Längsrichtung der Moleküle) eine Richtung größerer oder kleinerer magnetischer Permeabilität ist als die Richtungen

1) Diese Zeitschr. **10**, 230, 1909.
2) Zeitschr. für Elektrochem. **16**, 702, 1910.

1) Siehe Lehmann-Frick, 7. Aufl., Bd. 2, S. 364, wo auch der Apparat Lehmanns abgebildet ist. Dagegen ist Ann. d. Phys. **2**, 675 und 676, wo vom magnetischen Verhalten der Kristalltropfen die Rede, keinerlei Substanzangabe gemacht.

senkrecht zu dieser Achse[1]). Im Falle die Achsenrichtung die Richtung größter Permeabilität ist oder ein Paramagnetismus der Einzelmoleküle besteht, werden nämlich im Felde alle Moleküle Mittellagen ihrer Achsen parallel zur Kraftlinienrichtung annehmen, womit die Schwarmgrenzen nach allen Richtungen hin zum Fortfall gebracht werden. In diesem Falle ist auch eine Klärung in der Richtung senkrecht zu den Kraftlinien zu erwarten, wobei allerdings ein starker Dichroismus bestehen bleiben könnte. (Um ein recht grobsinnliches Beispiel zu nennen, sei auf die Durchlässigkeit eines Bündels paralleler Nähnadeln oder Drahtstückchen für in der Achsenrichtung auffallendes paralleles Licht und die Undurchlässigkeit in den Richtungen senkrecht dazu hingewiesen.) Im Falle, daß die Schwarmachsen Richtungen kleinster Permeabilität sind oder Diamagnetismus der Einzelmoleküle vorliegt, ist vorauszusehen, daß die Klärung parallel und senkrecht zu den Kraftlinien stark verschieden ausfällt, beziehungsweise in letzterer Richtung überhaupt ausbleiben könnte.

In Richtung der Kraftlinien passierendes Licht wird alsdann nämlich wesentlich nur an Schwarm-Grenzflächen Diffusion erleiden, die einer Kreuzung zweier Schwärme entsprechen, nicht mehr an solchen, die der Berührung zwischen polaren und seitlichen Schwarmgrenzen entsprechen. Da aber im letzteren Falle der Sprung in den Brechungsindizes an der Schwarmgrenze viel größer sein wird, als im Falle seitlichen Kontakts gekreuzter Schwärme, wird die diffuse Zerstreuung von in Richtung der Kraftlinien eintretendem Licht viel geringer sein und daher eine wenigstens teilweise Aufhellung in longitudinaler Richtung zu beobachten sein. In der senkrechten Richtung wird unter Umständen, falls nicht durch die magnetischen Richtkräfte eine erhebliche Zunahme der mittleren Schwarmgröße erfolgt, möglicherweise durch das Feld sogar eine merkliche Erhöhung der Undurchsichtigkeit (Zunahme der diffusen Zerstreuung) eintreten können. Photometrische Versuche dazu sind in Vorbereitung.

Wir haben bislang nur mit Anisaldazin und einem Gemisch von gleichen Teilen Anissäure und Anisalpropionsäure Versuche im transversalen Magnetfelde anstellen können und diese haben ergeben, daß in einer Schichtdicke von 4,0 mm, bei der für Anisaldazin schon mit 600 Einheiten eine Klärung für die Longitudinalbeobachtung leicht möglich war, auch mit Feldstärken bis zu 4000 Einheiten keinerlei Anzeichen einer Klärung in der Richtung transversal zum Felde zu beobachten war.

1) Nach Lehmann scheint beim Paraazoxyanisol das erstere der Fall zu sein.

Ob in diesen beiden Fällen paramagnetische Schwärme (Einstellung der Schwarmachse parallel zu den Kraftlinien) mit starkem Dichroismus vorliegen oder aber diamagnetische Schwärme (Einstellung der Schwarmachsen senkrecht zur Feldrichtung) hoffen wir in Bälde durch genauere Versuche mit verbesserter Versuchsanordnung und größerer Materialmenge entscheiden zu können.

Auch das von Herrn W. Nernst gewünschte „experimentum crucis", den optischen Nachweis der Doppelbrechung magnetisch geklärter anisotroper Flüssigkeiten, hoffe ich in nächster Zeit in Angriff nehmen zu können, da im Augenblick meine Hilfsmittel zu einer einwandfreien Entscheidung nicht ausreichen; dagegen möchte ich noch kurz hinweisen auf mikroskopische Versuche, die ich in letzter Zeit zusammen mit Margrete Bose gemacht habe und die geeignet sind, den Nernstschen Befund der gleichzeitigen Aufhellung des gesamten Spektrums beim Klärungspunkt anisotroper Flüssigkeiten zu erklären. Die kritische Minimalgröße, in der Einzelschwärme gerade noch stabil sind in Kontakt mit der klaren Phase, ist der Größenordnung nach bei den Substanzen Anisaldazin, Paraazoxyanisol, Paraazoxyanisolphenetol sowie bei den Gemischen von Anisalpropionsäure und Anissäure sehr nahe gleich und beträgt nahezu $^1/_{300}$ mm, d. h. auf jeden Fall ein Vielfaches der sichtbaren Lichtwellenlängen, woraus die Nernstschen Beobachtungen sogleich verständlich werden[1]). Daneben sind, namentlich bei Temperaturen merklich unter dem Klärungspunkt, die mittleren Schwarmgrößen erheblich größer im Einklang mit den von F. Krüger auf Grund von Reibungsversuchen des Herrn Neufeld gezogenen Schlüssen[2]), und es läßt sich auch in einwandfreier Weise die Vergrößerung des Mittelwerts mit abnehmender Temperatur beobachten, die von mir aus der Schwarmtheorie vorhergesagt und auf Grund älterer Schenckscher Versuche wahrscheinlich gemacht, von W. Nernst[3]) außerordentlich deutlich nachgewiesen wurde und nunmehr auch ihre direkt sichtbare Bestätigung findet. Auch über diese Dinge werden wir erst in einiger

1) Diese Größe würde demnach etwa der von Herrn Nernst [l. c.] skizzierten Überschneidung der beiden Dampfdruckkurven entsprechen. Ohne Kontakt mit der klaren Phase sind natürlich auch sehr viel kleinere Einzelschwärme existenzfähig, wie solche sich leicht unter geeigneten Bedingungen durch Sublimation vom Objektträger an die Unterfläche eines mikroskopischen Deckglases bilden und für viele Zwecke sehr geeignete Beobachtungsobjekte bilden.

2) Siehe Diskussion zum Vortrage von W. Nernst, l. c. S. 706.

3) l. c.

Zeit im Detail berichten können, wenn die Einrichtungsarbeiten des neuen Instituts einigermaßen zum Abschluß gelangt sind und uns Zeit zu systematischer Arbeit bleibt.

La Plata (Argentinien), Physikalisches Institut der National-Universität, November 1910.

(Eingegangen 27. Dezember 1910)

Ladungsbestimmungen an Nebelteilchen.

Von Karl Przibram.

An anderer Stelle[1]) sind die Ergebnisse von Ladungsmessungen angegeben, die nach der Methode von F. Ehrenhaft[2]) an einzelnen Nebeltröpfchen angestellt worden sind. Über eine derartige Versuchsreihe mit dem Nebel, der sich in feuchter Luft über Phosphor bildet, ist auch in dieser Zeitschrift[3]) berichtet worden. Die Versuchsanordnung ist dieselbe geblieben, nur wurde der Kondensator durch einen kleineren von 0,5 cm Plattenabstand, bei den neuesten Versuchen 0,4 cm Abstand, ersetzt.

Die Resultate einer großen Zahl von Messungen werden am übersichtlichsten dargestellt durch eine Verteilungskurve, die man erhält, wenn man die gemessenen Ladungswerte als Abszissen, und als Ordinaten die Anzahl der Werte in einem bestimmten Intervall, etwa $1{,}10^{-10}$ elektrostat. Einh. einträgt. Die für 1000 Messungen im Phosphornebel erhaltene Verteilungskurve ist auch in dieser Zeitschrift im Vortrage von F. Ehrenhaft von der Naturforscherversammlung zu Königsberg wiedergegeben[4]).

Es sind noch weitere 210 Ladungen in diesem Nebel gemessen worden[5]). Durch Hinzufügung dieser neuen Werte werden die Maxima der Verteilungskurve noch ausgeprägter. Das erste rückt dabei etwas nach rechts bis $7{,}6 \cdot 10^{-10}$; die Lage der anderen wird wenig geändert: 12, 16,6, $22 \cdot 10^{-10}$.

Die Ladungen sind bisher aus den Fallzeiten und den Steigzeiten im elektrischen Feld nach der Stokesschen Formel berechnet worden. Nun hat bereits F. Ehrenhaft[6]) auf die Arbeit von E. Cunningham[7]) hingewiesen, nach welcher für Teilchen mit Radien von der Größenordnung der mittleren Weglänge der Gasmolekeln an der Stokesschen Formel eine Korrektur anzubringen ist. Die in dieser Zeitschrift erschienene Arbeit von R. A. Millikan[1]) hat nun die Berechtigung dieser Korrektur ergeben, und zwar spricht sie zugunsten des kleinsten nach der Theorie von Cunningham zulässigen Wertes von $A = 0{,}815$ (vgl. Millikan, S. 1108). Es war daher von Interesse, diese Korrektur auch an den Ladungsmessungen im Phosphornebel anzubringen. Die Figur, deren Bedeutung im übrigen dieselbe ist, wie die der früher besprochenen, gibt die Verteilungskurve für die korrigierten Werte. Sie ist wieder zuerst für die ersten 100 Werte konstruiert (erster, niedrigster Linienzug), dann für 200 Werte usf. Die letzte höchste Kurve gilt für alle 1210 Werte.

Diese letzte Kurve hat Maxima bei:

5,6, 9,8, 13,2,

mit einer kleineren Erhebung bei:

15,0, bei 19,0, 23,6 bis $25{,}6 \cdot 10^{-10}$ elektrostat. Einh. Diese Lagen weichen von dem Millikanschen Wert des Elementarquantums und seinen Vielfachen (in der Figur durch punktierte Vertikale angedeutet):

4,9, 9,8, 14,7,

19,6, $24{,}5 \cdot 10^{-10}$ elektrostat. Einh.,

nur um 12,5, 0, 10,2,

3,1, 4,3 Proz. ab.

Die Figur lehrt aber ferner, daß in den ersten Beobachtungsreihen eine ausgesprochene Gruppe zwischen 2 und $3 \cdot 10^{-10}$ besteht, die sich erst später verwischt. Die bei den einzelnen Beobachtungsreihen auftretenden Gruppierungen sind eben, wie schon mehrfach besprochen (vgl. z. B. Fig. 3 des zitierten Vortrages von Ehrenhaft) noch unaufgeklärten Schwankungen unterworfen, und die Korrektur ändert hierin nichts, als daß alle Werte nach abwärts rücken. Neuere 33 Messungen im Qualm brennenden Kampfers geben, korrigiert, Gruppen im Abstand $3{,}7 \cdot 10^{-10}$; 200 Messungen im Qualm brennenden Schwefels einen starken, breiten und zerteilten Gipfel zwischen 5 und $7 \cdot 10^{-10}$ mit der höchsten Erhebung bei 5,8; dann Maxima bei 9,6, 13,8, 17,5, 21 und $24{,}5 \cdot 10^{-10}$, entsprechend einem mittleren Abstand von etwa 3,4 bis $3{,}5 \cdot 10^{-10}$ elektrostat. Einh., doch ist eine gewisse Übereinstimmung der Lage der drei ersten Maxima mit denen der großen Phosphorserie nicht zu verkennen.

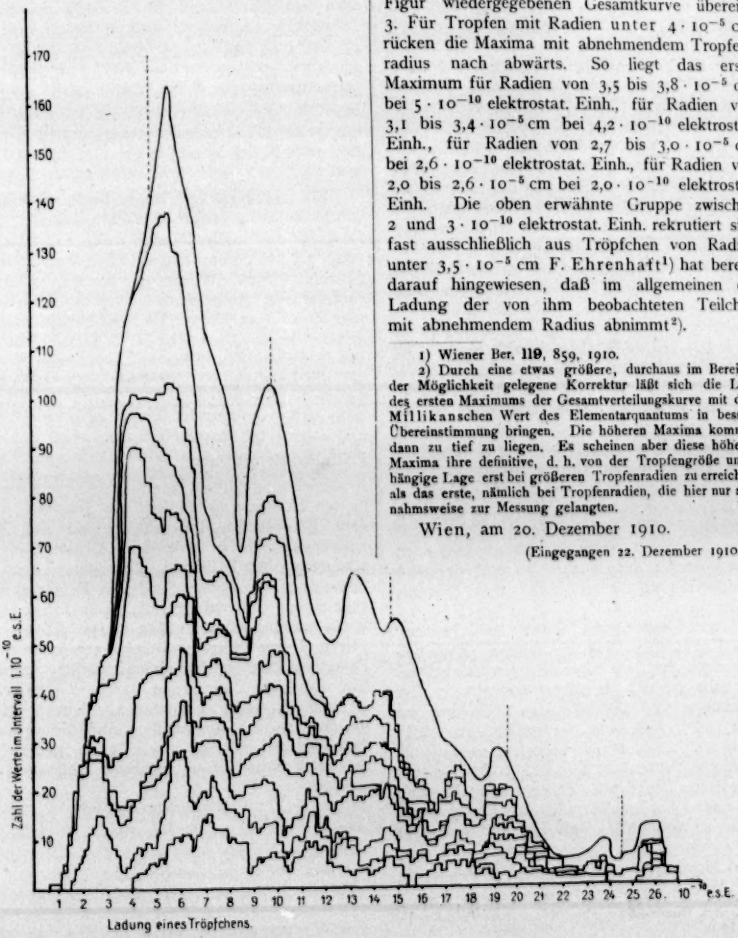
Bei genügender Häufung der Beobachtungen scheinen sich also die Maxima der Verteilungskurven dem Werte des Elementarquantums und seinen Vielfachen zu nähern; unaufgeklärt bleiben aber außer den kleinsten, das Elektron unterschreitenden Ladungswerten die Schwan-

1) Wiener Ber. 119, 870—935, 1910.
2) Wiener Ber. 119, 815—866, 1910.
3) Diese Zeitschr. 11, 630—632, 1910.
4) Diese Zeitschr. 11, 947, 1910.
5) Eine ausführliche Mitteilung über die neuen Messungen wird in den Wiener Berichten erscheinen.
6) Wiener Ber. 119, 860, 1910.
7) Proc. Roy. Soc. 83, 563, 1910.

1) Diese Zeitschr. 11, 1097—1109, 1910.

kungen der Gruppen bei verschiedenen Beobachtungsreihen, die sich bisher auf keinerlei Weise auf Fehler der Beobachtung oder der Methode zurückführen ließen.

Die folgenden Bemerkungen sind vielleicht geeignet, für die Deutung dieser Erscheinungen einen Fingerzeig zu geben. Bestimmt man die Verteilungskurve der Ladungen des Phosphornebels nicht für alle überhaupt gemessenen Werte, sondern immer nur für solche Ladungen, die von Tröpfchen von gleichen oder nahezu gleichen Radien getragen werden, so findet man folgendes: 1. Auch wenn nur die Ladungen von Tröpfchen ein und derselben Größe in Betracht gezogen werden, weist ihre Verteilungskurve für Tröpfchenradien über $3{,}5 \cdot 10^{-5}$ cm mehrere deutliche Maxima auf. 2. Für Tropfen mit Radien über $4 \cdot 10^{-5}$ cm ist die Lage dieser Maxima, namentlich des ersten, nicht wesentlich von der Tropfengröße abhängig, und stimmt mit der Lage der Maxima der in der Figur wiedergegebenen Gesamtkurve überein. 3. Für Tropfen mit Radien unter $4 \cdot 10^{-5}$ cm rücken die Maxima mit abnehmendem Tropfenradius nach abwärts. So liegt das erste Maximum für Radien von 3,5 bis $3{,}8 \cdot 10^{-5}$ cm bei $5 \cdot 10^{-10}$ elektrostat. Einh., für Radien von 3,1 bis $3{,}4 \cdot 10^{-5}$ cm bei $4{,}2 \cdot 10^{-10}$ elektrostat. Einh., für Radien von 2,7 bis $3{,}0 \cdot 10^{-5}$ cm bei $2{,}6 \cdot 10^{-10}$ elektrostat. Einh., für Radien von 2,0 bis $2{,}6 \cdot 10^{-5}$ cm bei $2{,}0 \cdot 10^{-10}$ elektrostat. Einh. Die oben erwähnte Gruppe zwischen 2 und $3 \cdot 10^{-10}$ elektrostat. Einh. rekrutiert sich fast ausschließlich aus Tröpfchen von Radien unter $3{,}5 \cdot 10^{-5}$ cm F. Ehrenhaft[1]) hat bereits darauf hingewiesen, daß im allgemeinen die Ladung der von ihm beobachteten Teilchen mit abnehmendem Radius abnimmt[2]).



1) Wiener Ber. **119**, 859, 1910.

2) Durch eine etwas größere, durchaus im Bereiche der Möglichkeit gelegene Korrektur läßt sich die Lage des ersten Maximums der Gesamtverteilungskurve mit dem Millikanschen Wert des Elementarquantums in bessere Übereinstimmung bringen. Die höheren Maxima kommen dann zu tief zu liegen. Es scheinen aber diese höheren Maxima ihre definitive, d. h. von der Tropfengröße unabhängige Lage erst bei größeren Tropfenradien zu erreichen, als das erste, nämlich bei Tropfenradien, die hier nur ausnahmsweise zur Messung gelangten.

Wien, am 20. Dezember 1910.

(Eingegangen 22. Dezember 1910.)

Untersuchungen über den elektrischen Zustand der Luft in Höhlen und Kellern[1]).

Von J. Schünemann.

Nach Herrn Ebert soll die Aufrechterhaltung des luftelektrischen Feldes dadurch erfolgen, daß die Luft beim Ausströmen aus den Erdkapillaren infolge von Barometerschwankungen etc. durch stärkere Adsorption der negativen Ionen eine positive Raumladung erhält. Hiernach müßte man erwarten, daß auch in großen unterirdischen Hohlräumen die Luft positiv geladen ist. Dies ließe sich leicht durch Potentialmessungen feststellen, und man könnte auch aus dem erhaltenen Resultate die Größenordnung der Raumladung berechnen.

Ebert und Kurz[2]) erheben gegen derartige Messungen zwar den prinzipiellen Einwand, daß in abgeschlossenen unterirdischen Hohlräumen eine positive Raumladung überhaupt nicht auftreten könne, da das Emanations- und damit Ionenkonzentrationsgefälle normal zur Grenzfläche fehle, das für die Ionenscheidung unerläßlich sei. Der Ionengehalt der großen Hohlräume wäre derselbe wie in den Erdkapillaren. Das ist aber aus zwei Gründen nicht anzunehmen. Erstens zerfällt die Emanation beständig, wird aber nur in den Erdkapillaren durch den Gehalt des umgebenden Gesteins an radioaktiven Stoffen ständig neu gebildet. Daher ist es unwahrscheinlich, daß sich ein Gleichgewichtszustand des Emanationsgehalts in den Erdkapillaren und den Hohlräumen einstellt. Zweitens sind derartige Hohlräume niemals luftdicht abgeschlossen. Durch Temperaturunterschiede und Barometerschwankungen wird immer ein Luftaustausch mit der freien Atmosphäre stattfinden. Ein Beweis für die Richtigkeit dieser Annahme liegt in den bedeutenden Schwankungen der Ionenzahlen und Zerstreuungskoeffizienten, die man in derartigen Räumen erhält.

Diese Überlegungen ließen eine Prüfung der Ebertschen Theorie durch Potentialmessungen doch als wünschenswert erscheinen. Ich habe deshalb derartige Versuche in der Baumanns- und Bielshöhle zu Rübeland im Harz und in Kellern zu Wolfenbüttel angestellt, deren Resultat hier kurz mitgeteilt werden soll.

Als Meßinstrument benutzte ich das Elster-Geitelsche Einfadenelektrometer in Verbindung mit einer Poloniumelektrode. Das Elektrometer wurde so eingestellt, daß ein Volt etwa 30 Skalenteile Ausschlag gab. Es zeigte sich nun in der Tat eine positive Aufladung des Elektrometers von ca. 0,25 Volt, die aber durch den Voltaeffekt hervorgerufen wurde; denn dieselbe war vollkommen unabhängig von der Höhe, in der die Poloniumelektrode angebracht wurde, auch erhielt man dieselbe Aufladung, wenn von dem Elektrometer einfach ein Kupferdraht isoliert ausgespannt wurde. Ersetzte man diesen durch Magnesiumdraht, so erhielt man mit und ohne Poloniumelektrode eine negative Aufladung von etwa $-0{,}8$ Volt.

Dasselbe Resultat ergaben Messungen in zwei Kellern. In einem derselben waren, um die Wirkung noch zu verstärken, Abfälle von einer Radiumfabrik, die eine noch ziemlich hohe Aktivität besaßen, mit einer Sandschicht von 25 cm Dicke bedeckt. Aber auch in diesem Raume ließ sich keine positive Ladung der Luft nachweisen.

Auf Anregung von Herrn Professor Ebert wurde noch folgender Versuch gemacht. Der letztgenannte Keller besaß eine Luftklappe von 1,5 m², die längere Zeit geschlossen gehalten wurde. Wurde die Klappe geöffnet, so fand eine rasche Erneuerung der Luft statt und damit kam ein großes Ionenkonzentrationsgefälle an der Oberfläche jener Sandschicht zustande. Dies bestätigen die erhaltenen Werte für die Leitfähigkeit der Luft. Ein Potentialgefälle in dem Keller aber war auch dann nicht wahrzunehmen, ebenso nicht nach Schließen des Kellers, wo wieder ein starker Anstieg der Leitfähigkeit stattfand.

Gleichzeitig mit den Potentialmessungen wurde in den Höhlen und Kellern die Ionenzahl mit dem Ebertschen Ionenzähler und der Zerstreuungskoeffizient mit dem Elster-Geitelschen Apparate bestimmt. Die Genauigkeit der Messungen war infolge des hohen Feuchtigkeitsgehalts der Luft nur gering. Der Ionenzähler ergab ständig einen großen Überschuß an positiven Ionen, ohne daß ein entsprechendes Potentialgefälle nachgewiesen werden konnte. Ein wirkliches Überwiegen der positiven Ionen ist demnach nicht anzunehmen, vielmehr muß die Angabe des Ionenzählers auf die größere Beweglichkeit der positiven Ionen gegenüber den stärker molisierten negativen zurückgeführt werden.

(Eingegangen 24. Dezember 1910.)

1) Auszug aus der gleichnamigen Dissertation, Göttingen 1910.

2) H. Ebert u. K. Kurz, Abh. d. Bayr. Ak. d. Wiss., math.-phys. Klasse **25**, 2 Abh., S. 32, diese Zeitschr. **11**, 389, 1910.

Luftelektrische Messungen auf der Adria und dem Mittelmeere.

Von Albert Gockel.

Gelegentlich einer Reise von Triest nach Konstantinopel und zurück stellte ich im August 1910 eine größere Anzahl Messungen der Zerstreuung und des Gehaltes der Seeluft an radioaktiven Emanationen an, über die im nachfolgenden kurz berichtet werden soll.

Fast während der ganzen Fahrt herrschte windstilles Wetter und heiterer Himmel, die Temperatur schwankte zwischen 23 und 27° C, die relative Feuchtigkeit am Tage zwischen 75 und 85 Proz., höhere Werte wurden in der Nacht erreicht; in den frühesten Morgenstunden lagerte an einigen Tagen über der See ein leichter Nebel.

Die Messungen wurden auf der mit einem Sonnensegel bedeckten Kommandobrücke der beiden Lloyddampfer „Karinthia" und „Leopolis" ausgeführt. Der Zerstreuungsapparat bestand aus einem Wulfschen Elektrometer, auf das als Zerstreuungskörper ein 38 cm langer geschwärzter Messingstab von 5 mm Durchmesser aufgesetzt war. Zum Schutz des Bernsteinstopfens gegen Benetzung mit Wasserstaub diente die dem Instrumente beigegebene Kappe. Die Isolation war stets zufriedenstellend. Die Kapazität des Ganzen war 9,17 cm. Das Verhältnis n der Kapazität von Elektrometer + Zerstreuungskörper zu der des Elektrometers allein betrug 0,46. Spezielle Versuche zeigten, daß unter den geschilderten Verhältnissen der freie Strom den Sättigungsstrom so weit überwog, daß für die Berechnung des Zerstreuungskoeffizienten a mit genügender Genauigkeit die Formel

$$a = \frac{100}{1-n}\left(\frac{1}{t}\log\frac{V_1}{V_2}\right)$$

angewandt werden konnte, wo V_1 und V_2 die am Anfang und Ende der Zeit t abgelesenen Potentiale bedeuten.

Die Korrektur für den Verlust infolge mangelhafter Isolation wurde, wenn es nötig war, in der üblichen Weise angebracht. Sie betrug im Maximum 2 Proz. des Gesamtverlustes. Das Resultat der ganzen Untersuchung war, übereinstimmend mit dem auch schon von anderen Forschern gefundenen, daß die Zerstreuung auf der See nicht wesentlich geringer ist als am Lande. Die von mir auf der See gefundenen Zerstreuungskoeffizienten schwankten zwischen 4,4 und 8,5 Proz. in der Minute. Höhere Werte, nämlich 10,9—14,5 Proz., wurden in der Bucht von Smyrna, im Kanal zwischen Mytilene und dem Festlande und unmittelbar nach dem Verlassen der Dardanellen beobachtet, jedesmal während bezw. nach starkem Wetterleuchten. Unmittelbar nach der Rückkehr von der Reise, ebenfalls bei warmem gewitterhaftem Sommerwetter, erhielt ich auf einer Höhe am Züricher See Zerstreuungskoeffizienten, die je nach der Tageszeit zwischen 3,5 und 14,7 Proz. schwankten. Einige Tage später bei schon mehr herbstlicher Witterung hier in einem Garten Werte zwischen 6,0 und 8,5 Proz. Die kleinsten auf See nur in den Morgen- und Abendstunden beobachteten Werte sind solche, wie sie auch hier beim Beginn des abendlichen Taufalles gefunden werden.

Von einer Diskussion der Abhängigkeit der Zerstreuungsgeschwindigkeit von der Wetterlage will ich angesichts der kurzen Dauer der Reise absehen, zumal gerade die Ionisation der Atmosphäre oder besser gesagt das Verhältnis der für die Leitfähigkeit fast ausschließlich in Betracht kommenden leicht beweglichen Ionen zu den schweren von allerlei schwer bestimmbaren lokalen Einflüssen abhängt. Bemerkenswert erscheint, daß am 18. August auf der Fahrt längs der istrischen Küste, und nur wenige Kilometer von dieser entfernt, die niederen Zerstreuungswerte von etwa 4—5 Proz. beobachtet wurden. Vielleicht erklärt sich diese Erscheinung durch den Umstand, daß nach Ausweis der Wetterkarte an diesem Tage beiderseits der Adria fast vollständige Windstille herrschte.

Mazelle[1]) fand im Mittel für Triest $a-$ zu 0,50, $a+$ zu 0,55 Proz., doch sind diese Werte wegen der Anwendung des Schutzzylinders und der ganz verschiedenen Aufstellung mit den meinigen nicht ohne weiteres vergleichbar.

Im Gegensatz zu dem, was auf dem Land beobachtet wird, ging auf freier See die Zerstreuung einer positiven Ladung rascher vor sich als die einer negativen, das Verhältnis q der beiden Zerstreuungskoeffizienten schwankte zwischen 0,82 und 1,0. Nur bei sehr hohen Feuchtigkeitsgraden und, besonders wenn ein feiner Dunst, über dem Meere lagerte, stieg, wie dieses unter solchen Verhältnissen auch am Lande der Fall ist, der Wert von q bis auf 1,5. In der nächsten Nähe des Landes dagegen stieg q stets an, so z. B. bei der Einfahrt in die Dardanellen von 0,94 auf 1,20, um schließlich in der Nähe von Gallipoli offenbar wegen des von dort kommenden Rauches und Staubes auf 1,45 zu steigen. Die kleinen Werte von q erklären sich offenbar durch den Umstand, daß das Meer in der Regel spiegelglatt war; denn wie Pacini[2]) beobachtete, nimmt die Unipolarität, d. h. der Überschuß positiver Ionen mit der Stärke des Seeganges zu. Dementsprechend beobachtete ich

1) E. Mazelle, Wien. Ber. **114**, 399, 1905.
2) D. Pacini, Nuov. Cimento **15**, 5, 1908.

auch in den wenigen Stunden, in denen die See unruhig war, z. B. am Morgen des 14. August im griechischen Archipel und ebenso am 8. August bei der Ausfahrt aus der Bucht von Smyrna, höhere Werte von a— und von q, doch stieg letzterer Wert auch bei ziemlich heftigem Wind nicht über 1,32, während Pacini Werte bis zu 2,14 fand. Dabei dürfte der Umstand eine Rolle gespielt haben, daß der Apparat dieses Forschers in geringer Höhe über dem Wasserspiegel, meiner dagegen etwa 15 m über demselben stand.

Eine weitere Untersuchung erstreckte sich auf die Ermittelung des absoluten Gehaltes der Atmosphäre an radioaktiven Induktionen. Es wurde hierzu das von K. W. F. Kohlrausch und H. Kurz ausgebildete Verfahren benutzt. Der verwendete Kondensator hatte eine Länge von 40 cm, die Weite des äußeren Rohres betrug 4 cm, der Durchmesser des inneren Kondensators 0,5 cm. Über diesen letzteren wurden die zu aktivierenden Röhrchen aus Nickelpapier geschoben, die nach 1—2 stündiger Aspiration in die Ionisierungskammer eines Wulfschen Elektrometers eingesetzt wurden.

Auf die weiteren Details des Apparates soll in einer späteren Arbeit, die sich mit den hier in Freiburg vorhandenen Induktionen beschäftigt, näher eingegangen werden. Bemerkt sei hier nur, daß mir die Firma Günther & Tegetmeyer für die Reise einen eigenen Aspirator von den oben angegebenen Dimensionen zur Verfügung gestellt hatte, der mit zwei Turbinen, von der Art der im Ebertschen Apparat verwendeten, ausgestattet war. Die Fördermenge stieg so auf 2,7 Liter pro Sekunde. Während ich aber hier in Freiburg schon bei der Verwendung des Ebertschen Aspirators und bei einer Versuchsdauer von einer Stunde gut meßbare Induktionsmengen erhielt, lieferte mir auf der See trotz fast doppelter sekundlicher Aspirationsmenge und längerer Ausdehnung von den allerdings nicht sehr zahlreichen Versuchen nur ein einziger, der am 14. August und unmittelbar nach der Abfahrt von Brindisi angestellt wurde, eine gut meßbare Menge von Induktionen, und zwar vom Charakter der Radiuminduktion. Auf die etwas umständliche Berechnung dieses einen Versuches will ich erst in der oben erwähnten Arbeit eingehen. Das allgemeine Resultat meiner Versuche, daß nämlich der Gehalt der Seeluft an leicht beweglichen Induktionen bedeutend geringer ist als der der Atmosphäre über dem Lande, steht in guter Übereinstimmung mit den Befunden von Elster und Geitel, Lüdeling, Sieveking, Dike Rachlew (Expedition der Belgica), im Gegensatz aber zu den Resultaten von H. Stade [1]), der auf dem Atlantischen Ozean, allerdings auch nur an einigen Tagen, auffallend hohe Werte der von Elster und Geitel mit A bezeichneten Größe erhalten hat.

1) H. Stade, Meteor. Zt. 27, 469, 1910.

Zum Schlusse möchte ich nicht verfehlen, der Direktion des Österreichischen Lloyd für das gewährte Entgegenkommen und den Herren Kommandanten und Offizieren der beiden Dampfer „Karinthia“ und „Leopolis“ für ihre freundliche Unterstützung meinen besten Dank auszusprechen.

Freiburg (Schweiz), Dezember 1910.

(Eingegangen 24. Dezember 1910.)

Steigerung der Empfindlichkeit bei der Gauß-Poggendorffschen Spiegelmethode.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von Ludwig Geiger.

Bekanntlich beruht die Empfindlichkeit der Gauß-Poggendorffschen Spiegelmethode zur Messung kleiner Winkel einerseits darauf, daß sich der an einem drehbaren Spiegel einmal reflektierte Lichtstrahl um den Winkel 2α dreht, wenn der Spiegel den Winkel α beschreibt, andererseits darauf, daß der Lichtzeiger wegen seiner Gewichtslosigkeit mehrere Meter lang sein darf. Wie weit man auf diese Weise gehen kann, hängt von der Größe des verfügbaren Raumes und hauptsächlich von der Lichtstärke ab. Diese wiederum ist der Helligkeit der Lichtquelle und dem Flächeninhalt des Spiegels proportional. Bei vielen Instrumenten sind elektrische Lichtquellen zulässig (z. B. bei der terrestrischen Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit), bei andern ist man jedoch auf Petroleumlicht beschränkt, weil die elektrischen Lichtquellen durch Induktion die Instrumente störend beeinflussen würden (z. B. bei den erdmagnetischen Instrumenten). Mit der Größe des Spiegels wächst natürlich auch dessen Trägheitsmoment, also auch das Trägheitsmoment des drehbaren Teiles, wodurch die Empfindlichkeit des Instrumentes leidet.

Man hat darum schon öfters das Prinzip der Autokollimation angewandt: das einmal am drehbaren Spiegel reflektierte Strahlenbündel wird durch eine Sammellinse parallel gemacht, fällt dann senkrecht auf einen Planspiegel und wird von diesem in sich selbst reflektiert; dadurch fällt der Strahl zum zweitenmal durch die Linse auf den drehbaren Spiegel, wird von diesem zum zweitenmal reflektiert und erst dann beobachtet. So erleidet der Strahl eine Drehung von $2 \cdot 2\alpha$, wenn der drehbare

Spiegel um den Winkel α gedreht wird. Diese Anordnung benützte z. B. Michelson bei seiner Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit.

Es liegt nun sehr nahe, das Wesentliche der eben besprochenen Methode, nämlich die mehrfache Reflexion am drehbaren Spiegel, zu verallgemeinern, d. h. den Strahl n mal am drehbaren Spiegel zu reflektieren, wodurch der Strahl den Winkel $2n \cdot \alpha$ beschreibt, die Empfindlichkeit gegenüber der ursprünglichen Methode also auf das n-fache wächst. Meines Wissens ist jedoch dieses Prinzip der Multireflexion noch nie verwendet worden, weshalb ich je zwei Anordnungen für objektive und subjektive Messung beschreiben will.

Die transversale Anordnung für objektive Messung

zeigt Fig. 1:

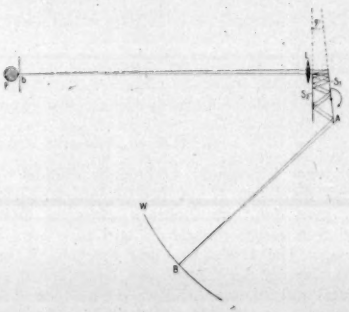


Fig. 1.

b ist eine enge Blende; sie wird entweder durch die dahinter gestellte Flamme F erleuchtet, oder dadurch, daß eine (in Fig. 1 nicht gezeichnete) Beleuchtungslinse in b eine Lichtquelle abbildet. L ist eine Sammellinse. S_1 ist der drehbare, S_2 ein fester Spiegel, der mit S_1 den Winkel φ einschließt. Man sieht, daß das Licht im Zickzack zwischen den beiden Spiegeln hin und her geht und schließlich in B auf dem Schirme W ein Bild des Lichtpunktes b erzeugt. Ist die Brennweite der Linse gleich dem halben Abstand der Linse vom Lichtpunkt b, so ist der Weg $LS_1S_2 \ldots B = Lb$, d. h. b wird in B in natürlicher Größe abgebildet. Dreht sich jetzt der Spiegel S_1 um den kleinen Winkel α, so dreht sich der Strahl AB um den Winkel $2n \cdot \alpha$, worin n die Anzahl der Reflexionen am drehbaren Spiegel S_1 bedeutet. n soll fernerhin die Ordnungszahl heißen. Der Drehungssinn des Strahles AB ist derselbe, wie derjenige von α, wenn die letzte Reflexion am gedrehten Spiegel S_1, der entgegengesetzte, wenn sie am festen Spiegel S_2 stattfindet (Fig. 2a und b).

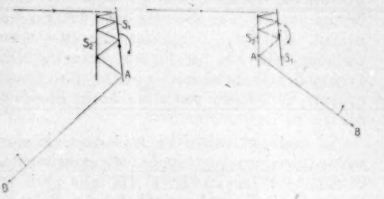


Fig. 2a und b.

Wächst α immer weiter, so verhindert schließlich derjenige Spiegel, an dem die vorletzte Reflexion stattgefunden hat, den Austritt des Strahles. Der Strahl erleidet eine weitere Reflexion, wodurch der Fall (a) in (b) und umgekehrt übergeht. Dabei geht die Ordnungszahl n beim Übergang von (b) in (a) von n in $(n + 1)$ über, während sie sich beim Übergang von (a) in (b) nicht ändert. Bei beiden Übergängen springt das Bild des Lichtpunktes auf dem Schirme W momentan.

Ist der Winkel α zeitlich variabel, und ist der Schirm W photographisches Papier, das durch ein Uhrwerk langsam vorbei gezogen wird, so erhält man ein Diagramm vom Typus der Fig. 3a:

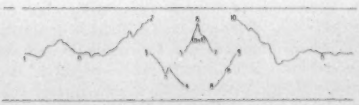


Fig. 3a.

Fig. 3b.

Der Abschnitt 1—2 ist die direkte Registrierung der Variation von α in n-ter Ordnung; bei 2 wird die Variation zu groß, sodaß der Fall (a) in (b) ohne Ordnungswechsel überspringt; 3—4 ist aber spiegelbildlich zu 1—2; bei 4 ist die Variation von α so groß geworden, daß der Fall (b) in (a) der $(n + 1)$ten Ordnung überspringt; bei (6) passiert die Variation ein Maximum, bei 7 findet ein Rücksprung von Fall (a) in (b) der n-ten Ordnung statt, 8—9 ist

also wieder wie 3—4 spiegelbildlich registriert; bei 9 findet schließlich der zweite Rücksprung von Fall (b) in (a) der n-ten Ordnung statt. Fig. 3b zeigt den aus Fig. 3a konstruierten Verlauf der Variation von α, wobei 5—6—7 bereits auf die n-te Ordnung reduziert gezeichnet ist. Über das Vorzeichen der $(n+1)$-ten Ordnung gilt das bei Fig. 2 Gesagte. Das Prinzip der Multireflexion gestattet also, auch extreme Variationen von α mit hoher Empfindlichkeit zu registrieren.

Es fragt sich weiter, wie man die Ordnungszahl n für einen gegebenen Fall experimentell bestimmt. Wenn in Fig. 1 AB sehr groß im Vergleich zum Zickzackweg zwischen den Spiegeln S_1 und S_2 ist, so genügt es, den drehbaren Spiegel S_1 um einen genau gemessenen kleinen Winkel α zu drehen, und auf dem Schirm W den Ausschlag BB' zu messen. Dann ist der Winkel Ψ, den AB beschrieben hat, angenähert gleich $\frac{BB'}{AB}$, und die Ordnungszahl ist $n = \frac{\Psi}{2\alpha}$. n ist natürlich immer streng eine ganze Zahl. Ist n erheblich groß, so kann diese Art der Bestimmung zu ungenau werden. n kann aber in jedem Falle dadurch genau ermittelt werden, daß man den drehbaren Spiegel S_1 langsam so dreht, daß der Winkel φ wächst, und indem man gleichzeitig auf dem Schirm W okulariter die Ordnungswechsel bis zur ersten Ordnung zählt.

Es sei mir noch eine Bemerkung über die spezifische Helligkeit des Bildes gestattet. Ist die Lichtquelle, die Linsenstärke und der Querschnitt des Lichtbündels zwischen den beiden Spiegeln S_1 und S_2 gegeben, so hängt die spezifische Helligkeit des Bildes nur vom Reflexionsvermögen der beiden Spiegel ab. Nun gelingt es, Glasspiegel mit Oberflächenversilberung herzustellen, die 96 Proz. des auffallenden Lichtes reflektieren. Nach p-facher Reflexion ist also die Lichtstärke auf $0{,}96^p$ gesunken, was für $p = 50$ den Wert $^1/_8$ ergibt. $p = 50$ entspricht aber die Ordnung $n = 25$. Geht man von der n-ten zur $(n+1)$-ten Ordnung über, so ändert sich der Weg $LS_1S_2 \ldots B$ nur um den minimalen Betrag, um den sich der Zickzackweg geändert hat, und die spezifische Helligkeit des Bildes ändert sich nur um 4 Proz., so daß wir auf dem gleichen Schirm W ein hinreichend scharfes und fast gleich helles Bild der $(n+1)$-ten Ordnung erhalten. Bei kleinem n ist das eine nicht zu unterschätzende Eigenschaft dieser Anordnung. In der eben beschriebenen Anordnung steht die Drehachse des Spiegels S_1 senkrecht auf der Ebene des eintretenden und einmal reflektierten Strahles, weshalb diese Anordnung „transversal" heißen soll.

Die longitudinale Anordnung für objektive Messung

unterscheidet sich prinzipiell nur sehr wenig von der transversalen (siehe die perspektivische Fig. 4):

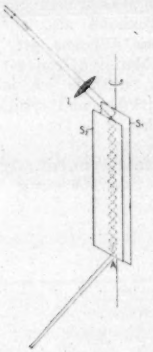


Fig. 4.

Das vom Lichtpunkt kommende Bündel fällt durch die Linse L auf den drehbaren Spiegel S_1, geht dann im Zickzack zwischen diesem und dem festen Spiegel S_2 und tritt dann bei A aus. Die Drehachse des Spiegels S_1 liegt jetzt also in der Ebene des eintretenden und einmal reflektierten Strahles, weshalb diese Anordnung „longitudinal" heißen möge. Es empfiehlt sich, die Achse von S_1 parallel der Ebene von S_2 zu legen, weil dann der Zickzackweg bei gegebenem Spiegelabstand ein Minimum wird. Das eintretende und auch das austretende Strahlenbündel kann natürlich durch je einen Planspiegel beliebig orientiert, also auch parallel gemacht werden. Naturgemäß vermag diese longitudinale Anordnung nur in einer einmal gewählten Ordnung n zu registrieren. Die Eichung erfolgt in der oben geschilderten Weise; die Bemerkung über die spezifische Helligkeit des Bildes gilt auch hier.

Die transversalen Anordnungen für subjektive Messung mit Skala

ergeben sich von selbst aus den beiden objektiven Anordnungen (siehe Fig. 5):

Bei der transversalen Anordnung Fig. 5 sieht man im Fernrohr nicht nur die Skala n-ter Ordnung, sondern diejenigen der benachbarten Ordnungen erscheinen darübergelagert; es ge-

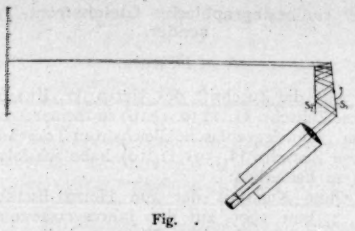


Fig.

nügt, einen der beiden Spiegel etwas zu kippen, um die Bilder zu trennen. Bei der longitudinalen Anordnung erscheint nur eine Skala.

Bei diesen subjektiven Anordnungen müssen die Spiegel sehr eben sein, weil sonst die Skalenstriche zu undeutlich erscheinen. Bei den objektiven Anordnungen ist eine mangelhafte Planität nicht so schlimm, weil die Bilder trotz des Astigmatismus noch hinreichend klein sind.

Zahlenbeispiel.

Um die Leistungsfähigkeit der Multireflexionsmethode mit der alten Methode vergleichen zu können, will ich ein beliebig gewähltes Beispiel mitteilen, und zwar diene dazu die longitudinale objektive Anordnung (Fig. 4):

Das unter dem Winkel χ einfallende Bündel habe den Querschnitt $a \cdot c$, worin c die Spiegelbreite ist. Dann muß die Länge des Spiegels $S_1 = n \cdot \frac{a}{\cos}$ und der Spiegelabstand $d = \frac{a}{2 \sin \chi}$ sein. Für $\chi = 45^0$, $a = 3$ Millimeter, $n = 10$ ist der Spiegel S_1 43 Millimeter lang und $d = 2{,}1$ Millimeter. Durch den kleinen einseitigen Ausschlag α des Spiegels S_1 erleidet das Lichtbündel nach der h-ten Reflexion an S_1 eine seitliche Versetzung

$$\delta = \frac{2\,a h \cdot \operatorname{tg} \alpha}{\sin \chi}.$$

Die resultierende Versetzung $\Sigma \delta$ ist also

$$\Sigma \delta = \frac{2\,a \operatorname{tg} \alpha}{\sin \chi} \cdot \Sigma h.$$

Nun ist aber $\Sigma h = 1 + 2 + 3 \ldots (n-1)$

$$= n \cdot \frac{(n-1)}{2}, \text{ also}$$

$$\Sigma \delta = n\,(n-1) \cdot \frac{a \operatorname{tg} \alpha}{\sin \chi}.$$

Für $\alpha = 0{,}5^0$ wird also

$$\Sigma \delta = 10 \cdot 9 \cdot \frac{3 \cdot 0{,}00873}{0{,}707} = 3{,}3 \text{ mm}.$$

Ist die Spiegelbreite $c = 10$ Millimeter, so ist die geometrische austretende Energie

$$= \frac{(10 - 3{,}3)}{10} = 67 \text{ Proz.};$$

der Verlust bei den 20 Reflexionen ist $0{,}96^{20} = 44$ Proz., sodaß die effektiv austretende Energie $= 67 \cdot (100 - 44)$ Proz. $= 38$ Proz. der einfallenden Energie beträgt.

Würde man dagegen den gleichen Spiegel S_1 von $10 \cdot 43$ Millimeter Flächeninhalt nach der alten Methode voll ausnützen, so würde er die $\frac{n}{\cos \chi}$-fache Energie auffangen; man müßte dann, um ebenfalls 10-fache Ausschläge zu erhalten, die Abstände des Lichtpunktes und des Schirmes verzehnfachen, wodurch die effektive Energie auf $\frac{10}{0{,}707} \cdot \frac{1}{10^2} \cdot 0{,}96 = 13{,}6$ Proz. sinken würde. Die Multireflexionsmethode liefert also im vorliegenden Falle bei gleicher Empfindlichkeit fast dreimal so helle Bilder als die alte Methode und beansprucht nur einen zehnmal kleineren Raum.

Ich habe an einem in einer Stunde improvisierten Modellapparate die oben beschriebenen Methoden experimentell geprüft. Obgleich ich Spiegel benützte, die gar keinen Anspruch auf Ebenheit erheben, konnte ich bei objektiver Beobachtung bis $n = 9$ sehr scharfe Bilder erhalten, während die gleichen Spiegel bei subjektiver Beobachtung einer Skala für $n = 4$ an der Grenze der Brauchbarkeit waren.

Anwendungen.

Es ist klar, daß das Multireflexionsprinzip überall angewendet werden kann, wo es sich um die Messung sehr kleiner Winkel handelt, also bei Variations- und Nullinstrumenten. Jedoch darf der drehbare Spiegel S_1 das Trägheitsmoment Θ des drehbaren Teiles nicht bedeutend vergrößern, weil sonst die Empfindlichkeit des Instrumentes abnimmt. Außerdem gibt es Fälle, wo der verfügbare Raum im Instrument den Gebrauch der beiden Spiegel verbietet. Bei den folgenden Instrumenten scheint jedoch der Anwendung der Methode nichts im Wege zu stehen:

1. Gewöhnliche und Torsionswage.
2. Alle Pendelarten, also Schwerependel, Seismometer etc.

Bei Nr. 1 und 2 wird Θ durch S_1 unmerklich verändert.

3. Rotierende Spiegel; will man z. B. diskontinuierliche elektrische Entladungsvorgänge nach der Methode von Feddersen oder die Lichtgeschwindigkeit nach der Foucaultschen Methode messen, so eignen sich besonders die longitudinalen Anordnungen, weil dabei der rasch rotierende Spiegel S_1 ein relativ kleines

Trägheitsmoment besitzt, und der feste Spiegel S_2 ziemlich nahe befestigt werden kann. Fig. 6 zeigt eine solche Anordnung für die Messung der Lichtgeschwindigkeit, bei der außer der Multireflexion noch Autokollimation benützt wird:

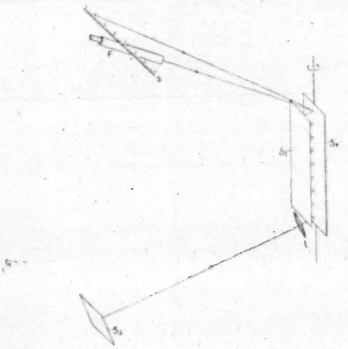


Fig. 6.

s ist die Skala, F das Fernrohr, S_1 der rotierende, S_2 der feste Spiegel; L ist die Kollimationslinse, S_3 der Autokollimationsspiegel, dessen Abstand von L möglichst groß sein soll. Rotiert S_1 nicht, so sieht man im Fernrohr F eine gewisse Stelle der Skala s; rotiert S_1 sehr rasch, so erscheint im Fernrohr eine andere Stelle der Skala, denn in der kleinen Zeit, die das Licht gebraucht, um den Weg LS_3L zurückzulegen, hat sich S_1 schon etwas weiter gedreht.

4. Spiegelgalvanometer und -elektrometer werden durch die transversale Anordnung zu empfindlichen Nullinstrumenten.

5. Die erdmagnetischen Variationsinstrumente können leicht mit der longitudinalen Spiegelanordnung versehen werden, weil das Trägheitsmoment des Magneten schon so groß ist, daß es durch das hinzukommende Moment des Spiegels S_1 nicht wesentlich wächst.

Ich beabsichtige, die Multireflexionsmethode bei einigen der angedeuteten Instrumente zu verwenden, so daß ich hoffe, später über Einzelheiten referieren zu können.

Zusammenfassung.

Es wurde ein Prinzip entwickelt, daß die Empfindlichkeit der Gauß-Poggendorffschen Spiegelmethode ganz bedeutend zu steigern gestattet oder bei unveränderter Empfindlichkeit viel weniger Raum beansprucht.

Göttingen, 20. Dezember 1910.

(Eingegangen 23. Dezember 1910.)

Der radiotelegraphische Gleichstrom-Tonsender.

Von H. Rein.

Auf die Zuschrift des Herrn W. Burstyn (diese Zeitschr. **11**, 1130, 1910) zu meiner Arbeit: „Der radiotelegraphische Gleichstrom-Tonsender" (diese Zeitschr. **11**, 591, 1910) habe ich folgendes zu bemerken:

Ohne Kenntnis der von Herrn Burstyn am 4. Juni 1909 auf der Jahresversammlung des Verbandes deutscher Elektrotechniker über die Tonschaltung gemachten Bemerkungen, welche erst am 19. August in der ETZ. zum Abdruck gelangten, habe ich im Juni 1909 die radiotelegraphische Gleichstrom-Tonsendermethode erfunden, ausgearbeitet und durch die C.-Lorenz-Aktiengesellschaft zum Patent anmelden lassen (vgl. D. R. P. a. L. 28587 und D. R. P. a. L. 28288). Als im Laufe des Jahres bekannt wurde, daß die Herren v. Lepel und Burstyn einige Monate früher Patente angemeldet hatten, deren Schutzanspruch teilweise der gleiche war, wie der in den oben erwähnten Anmeldungen beantragte, wurden, um die im Laboratorium der C.-Lorenz-A.-G. geleistete wissenschaftlich-technische Arbeit auch wirtschaftlich verwerten zu können, Verhandlungen mit den Herren v. Lepel und Burstyn angeknüpft, die jedoch ergebnislos verliefen. Am Jahresende 1909 haben dann die Herren v. Lepel und Burstyn ihre sämtlichen Anmeldungen über diesen Gegenstand fallen lassen, so daß nunmehr der Schutzanspruch, das Verfahren und dessen Ausführungsform betreffend, im Besitze der C.-Lorenz-A.-G. sich befindet.

Aus diesen Tatsachen, die ich übrigens Herrn v. Lepel in persönlicher Aussprache vor einigen Monaten eingehend dargelegt habe, geht hervor, daß die Aufgabe, beliebige Töne radiotelegraphisch zu übermitteln, an zwei Stellen selbständig und unabhängig voneinander die gleiche Lösung erfahren hat, eine Erscheinung, für welche die Geschichte der Technik zahlreiche Vorläufer aufweisen kann.

(Eingegangen 15. Dezember 1910.)

Der radiotelegraphische Gleichstrom-Tonsender.

Erwiderung von E. Nesper.

In seiner Notiz über den radiotelegraphischen Gleichstrom-Tonsender auf S. 1130 dieser Zeitschrift bemerkt Herr Dr. Burstyn, daß ich bei dem Arcoschen Vortrage auf der Jahresversammlung des Verbandes deutscher Elektro-

techniker zu Köln, gelegentlich dessen er die Schaltung zur Tonerzeugung beim Lepelschen Verfahren beschrieben habe, zugegen gewesen sei. Im Zusammenhang mit der in dieser Zeitschrift **11**, 591, 1910 erschienenen Veröffentlichung von H. Rein scheint Dr. Burstyn durch seine Bemerkung ausdrücken zu wollen, daß ich die Ausführungen des Herrn Burstyn auf der Jahresversammlung Herrn Rein mitgeteilt habe und daß auf Grund dieser Mitteilung die weitere Ausbildung des Gleichstromtonsenders durch die C.-Lorenz-Aktiengesellschaft erfolgt sei.

Demgegenüber erkläre ich hierdurch, daß mir der Anfang der Burstynschen Erörterungen auf der genannten Jahresversammlung unverständlich geblieben ist, da ich räumlich weit von Herrn Dr. Burstyn stand, mich mit einem anderen Herrn über den Arcoschen Vortrag unterhielt, Herr Dr. Burstyn seine Bemerkungen nur äußerst leise vorbrachte und die Mehrzahl der Teilnehmer während dieser Ausführungen das Auditorium ziemlich geräuschvoll verließ.

Ich habe den genauen Inhalt der diesbezüglichen Auseinandersetzung erst aus der Elektrotechnischen Zeitschrift ersehen, in welcher der Bericht erst am 19. August 1909, also $2^1/_2$ Monat nach dem Vortrag, veröffentlicht wurde.

(Eingegangen 22. Dezember 1910.)

Der radiotelegraphische Gleichstrom-Tonsender.

Die Bemerkungen des Herrn W. Burstyn (diese Zeitschr. **11**, 1130, 1910), obigen Gegenstand betreffend, haben, da ihm die historische Entwicklung unseres Systems vollständig bekannt war, unser höchstes Befremden erregt.

Die Ausarbeitung unseres Tonsendersystems in unserem Laboratorium erfolgte im Juni 1909 ohne Kenntnis des Lepel-Burstynschen Verfahrens, über welches der erste und einzige Hinweis in der ETZ. **33**, 786, am 19. August 1909 erfolgte. Bis dahin waren uns die Äußerungen des Herrn Burstyn auf der Jahresversammlung in Köln unbekannt geblieben. Diese Äußerungen können jedoch nicht den Anspruch darauf machen, als wissenschaftliche Veröffentlichung angesprochen zu werden, da Herr Dr. Burstyn in seinem Einspruch gegen unsere Patentanmeldung L. 28288 selbst folgendes zugibt:

> „allerdings konnte aus denselben (Mitteilungen) ein Fachmann nicht vermuten, daß die Sache wirklich so einfach war, als sie dargestellt wurde".

In einem weiteren Einspruche gegen eine Patentanmeldung unseres Oberingenieurs Scheller (Sch. 32610 vom 20. April 1909) sagt Herr Dr. Burstyn hinsichtlich seiner Mitteilungen auf der Jahresversammlung in Köln:

> „Diese Ausführungen waren allerdings nicht so präzise wie ein Patentanspruch und es hat auch damals kein Fachmann geglaubt, daß das Problem, tönende Schwingungen zu erzeugen, so einfach zu lösen wäre".

Diese seine eigenen Worte zeigen wohl zur Genüge, daß er selbst von der Stichhaltigkeit seiner Beweisführung nicht überzeugt sein kann und seine sämtlichen daran geknüpften Kombinationen hinfällig sind.

Zutreffend ist es, daß die Herren v. Lepel und Dr. Burstyn mit uns über die Verwertung ihrer Schutzrechte verhandelt haben. Sie haben uns aber über den Umfang dieser Schutzrechte lange Zeit im unklaren gelassen und als Herr Dr. Burstyn am 8. April 1910 uns endlich seine Schutzrechte zur Kenntnis brachte, mußte er uns gleichzeitig die Mitteilung machen, daß er die hauptsächlichste Anmeldung bezüglich der Tonvariation habe fallen lassen, worauf wir ihm sofort mitteilten, daß wir eine ganz ähnliche Anmeldung, deren Text wir ihm auch gleichzeitig zur Kenntnis brachten, unter dem 21. Juni 1909 angemeldet hatten. Erstaunlich ist es, daß Herr Dr. Burstyn uns nicht damals sofort Mitteilung machte, daß er annehme, daß diese Anmeldung vom 21. Juni 1909 erst unter der Einwirkung seiner Bemerkungen zu dem Arcoschen Vortrag auf der mehrfach erwähnten Jahresversammlung erfolgt sei, wodurch wir in der Lage gewesen wären, ihm diese irrige Ansicht sofort zu benehmen.

C. Lorenz, Aktiengesellschaft.
Held.

(Eingegangen 24. Dezember 1910.)

PHYSIKALISCHE TECHNIK.

Geschweißtes Spezial-Kompensationsmeta in besonderer Anordnung zur Hervor bringung relativ großer Bewegungen be Temperaturänderungen.

Von W. Grix.

In der Physik und Technik werden hin und wieder einfache und zuverlässige Vorrichtungen benötigt, welche bei Temperaturänderungen relativ große Bewegungen ausführen. Diese lassen sich z. B. zur Hervorbringung von Ortsveränderungen, zum Schließen elektrischer Stromkreise oder zu Meßzwecken benutzen. Am einfachsten dürfte in dieser Beziehung wohl ein Apparat sein, der mit Kompensationsmetall arbeitet, welches aus 2 Schichten von Metallen mit möglichst stark voneinander abweichenden Wärmeausdehnungskoeffizienten besteht. Im folgenden soll ein derartiges auf Anregung des Verfassers hergestelltes Metall[1]) in besonderer Anordnung[2]) angegeben werden, mit dessen Hilfe sich verhältnismäßig große Bewegungen bei Temperaturänderungen ausführen lassen.

Dieses Spezialkompensationsmetall hat den Vorzug, daß es zusammengeschweißt bezogen werden kann, daß man also das lästige und teuere Nieten spart. Es besteht aus einer Schicht Messing und einer Schicht Spezialstahl, hält höhere Temperaturen aus, ist verhältnismäßig widerstandsfähig gegen Oxydation und verursacht geringe Anschaffungskosten. Der Verfasser verwendet es in geradliniger Form. Im folgenden soll berechnet werden, welche seitlichen Ausschläge von einem geraden Stab aus Kompensationsmetall bei verschiedenen Temperaturerhöhungen erwartet werden können.

Da bei dem Gebrauch eines solchen Stabes Nebenerscheinungen auftreten, welche man rechnerisch schwer oder gar nicht fassen kann, so werden die herausgerechneten Resultate nur angenähert durch Versuche nachgewiesen werden können. Es ist daher die Annahme berechtigt, daß bei den im folgenden berücksichtigten Temperaturen die Wärmeausdehnungskoeffizienten konstant sind.

Ein in Fig. 1 dargestellter Kompensationsstab von der Länge l und der ursprünglichen Form AB wird sich bei einer Erwärmung infolge der Differentialwirkung der Längenänderungen seiner Bestandteile krümmen. Die Erwärmung sei überall die gleiche, der deformierte

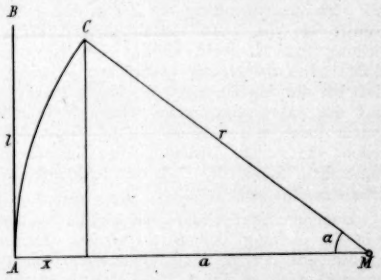


Fig. 1.

Stab AC stelle einen Teil des Umfanges des Kreises mit dem Mittelpunkt M und dem Radius r dar. Der zu berechnende Ausschlag heiße x, es sei $r = a + x$. Der Stab wird sich bei jeder Temperaturänderung so weit krümmen, daß die Differenz der Kreisbögen, welche von den beiden Metallschichten gebildet werden, gleich der Differenz δ der Längen beider Bestandteile ist. Für die Berechnung der Kreisbogenlängen nehmen wir als Radien die Entfernungen von M bis zu den Mitten der beiden Metallschichten. Hat jede derselben die Dicke d, so gehöre zur Stahlschicht der Radius $\left(r - \frac{d}{2}\right)$, zur Messingschicht $\left(r + \frac{d}{2}\right)$. Bezeichnen wir den Winkel AMC mit α, so muß nach der Krümmung sein

$$\left(r + \frac{d}{2}\right)\frac{\pi\alpha}{180} - \left(r - \frac{d}{2}\right)\frac{\pi\alpha}{180} = \delta,$$

also

$$\alpha = \frac{180 \cdot \delta}{\pi \cdot d}.$$

Aus

$$r\,\frac{\pi}{180}\,\alpha = \sim l$$

folgt

$$r = \frac{l \cdot d}{\delta}.$$

Da

$$\cos\alpha = \frac{a}{r}$$

und somit

$$a = \frac{ld}{\delta} \cdot \cos\alpha$$

und

$$x = r - a$$

ist, so ist

1) Dieses Kompensationsmetall kann von dem Mechaniker des Elektrotechnischen Instituts der Technischen Hochschule Danzig bezogen werden.

2) D. R. P.

$$x = \frac{l\,d}{\delta}\left(1 - \cos\frac{180 \cdot \delta}{\pi \cdot d}\right).$$

Diese Gleichungen lassen erkennen, welche Größen für den Ausschlag x maßgebend sind; sie sollen hier nicht diskutiert werden. Mit Hilfe dieser Gleichungen ist die folgende Tabelle berechnet worden.

Die Länge des Stabes sei 70 mm[1]), die Schichtdicke jedes Metalles 0,3 mm. Die Temperaturerhöhungen mögen 50° bis 300° C betragen. Das verwendete Messing habe den Wärmeausdehnungskoeffizienten 0,000019, der Stahl angenähert 0,0000011. Der letztere sehr geringe Wert ist dem Verfasser von einer Firma für einen für das vorher erwähnte Kompensationsmetall in Frage kommenden Spezialstahl angegeben worden.

$l = 70$ mm, $d = 0{,}3$ mm.

Temperaturerhöhung °C	δ mm	α^0	r mm	Seitlicher Ausschlag x mm
50	0,06	11,46	350,0	7,0
100	0,12	22,92	175,0	14,0
150	0,18	34,38	117,0	20,4
200	0,24	45,84	87,5	26,5
250	0,30	57,30	70,0	32,2
300	0,36	68,76	58,4	37,3

Nach dieser angenäherten Rechnung ist, wie Figur 2 zeigt, x ungefähr direkt proportional zur Temperaturerhöhung t. In Wirklichkeit sind die Ausschläge, wie Versuche des Verfassers ergeben haben, etwas kleiner als die in der Tabelle enthaltenen Werte. Zur Ausführung dieser Versuche wurde der Kompensationsstab an einem Ende mit einem Messingstabe vernietet, so daß sich eine Anordnung ähnlich der in Fig. 3 dargestellten ergab. Nach der Erwärmung wurde der Abstand zwischen dem anderen Ende des gekrümmten Kompensationsstabes und dem freien Ende des geraden Messingstabes gemessen.

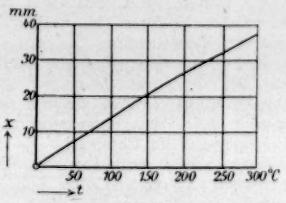


Fig. 2.

Fig. 3.

Durch Kombination mehrerer geradliniger Kompensationsstäbe kann man sich in folgender Weise noch bedeutendere Deformationen verschaffen: Nietet man z. B. zwei Kompensationsstäbe so zusammen oder biegt man einen geschweißten Kompensationsstab so, daß er eine zweischenklige Form annimmt, wie die Fig. 3 und 4 zeigen, und liegen dabei die Metallschichten beider Schenkel, welche den größeren Ausdehnungskoeffizienten haben, aufeinander, so wird sich dieses System bei einer Erwärmung nach Fig. 4 deformieren. Der resultierende

Fig. 4.

Ausschlag wird dabei ebenso groß sein, als wenn man einen Stab von der Länge $2\,l$ verwenden würde. Beim Gebrauch einer solchen Vorrichtung ist es von Wichtigkeit, sie so aufzuhängen, daß die Stäbe möglichst leicht die Form annehmen können, welche ihnen infolge der Erwärmung zukommt. In den Fig. 3 und 4 ist der eine Stab mit einem Haken ver-

1) Diese Länge hat der Verfasser gewählt, weil er für sie eine Reihe von Versuchen ausgeführt hat.

Fig. 5.

sehen und an einem feststehenden Teile T aufgehängt, gegen welchen er auch unten anliegt[1]). Würde man ihn oben festklemmen, so würde er sich bei einer Erwärmung nach Fig. 5 deformieren und nicht so weit ausschlagen wie bei der obigen Aufhängung.

Will man mit einer solchen Vorrichtung Ortsveränderungen hervorbringen oder elektrische Stromkreise schließen, so dürfte die Anordnung nach Fig. 3 zu bevorzugen sein. Anders liegt es, wenn man damit Messungen auszuführen beabsichtigt. In diesem Falle ist die Federkraft zu berücksichtigen, mit der die beiden Schenkel vor der Erwärmung aufeinanderdrücken. Diese wird nicht immer leicht in gewünschter Weise einzustellen sein. Hiervon kann man sich durch folgende Anordnung freimachen. Man läßt beide Stäbe z. B. oben um einen kleinen Zapfen greifen, wie es in den Fig. 6 und 7 angedeutet ist. Vor der Erwärmung hängen die Stäbe nebeneinander herunter, üben also nur einen sehr geringen Druck aufeinander aus, welcher stets konstant bleibt; bei der Erwärmung deformieren sie sich, wie die Figuren angeben.

Fig. 6.

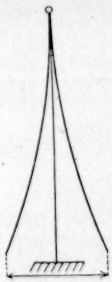


Fig. 7.

Durch Kombination mehrerer Systeme der soeben besprochenen Art kann man noch größere Ausschläge erzielen. Dies ist in Fig. 8 angedeutet. Es ist dabei von Vorteil,

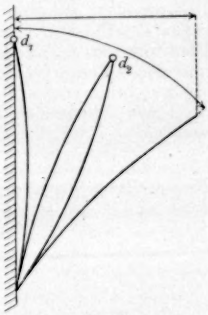


Fig. 8.

daß ebenso wie bei d_1, so auch bei d_2 kein Zwang auf die Stäbe bei der Erwärmung ausgeübt wird.

Da man die Metallsorten, ihre Längen und Dicken und die Kraft, mit der die Schenkel im kalten Zustande aufeinandergepreßt werden, verschieden wählen kann, so kann man die Ausschläge des Systems in verhältnismäßig weiten Grenzen beeinflussen.

Die in Fig. 3 wiedergegebene Anordnung hat sich bei den vom Verfasser gebauten Apparaten durchaus bewährt. Er hat sie schon seit längerer Zeit für Temperaturerhöhungen von 200° bis 300° im Gebrauch.

Es sei zum Schluß noch bemerkt, daß man bei technischen Apparaten auch Spiralen aus Kompensationsmetall verwendet hat, um verhältnismäßig große Bewegungen auszuführen. Man hat mit ihnen z. B. beim Gebrauch als Ausrückvorrichtungen bei Gasselbstzündern keine günstigen Ergebnisse erzielt. Sie mußten, um genügend große Ausschläge zu ergeben, Temperaturen ausgesetzt werden, bei denen sie mit der Zeit verbrannten. Sie wurden auch oft nicht sachgemäß hergestellt. Man wickelte nämlich die Spiralen einfach aus geradlinigem Kompensationsmetallband. Man brachte in-

1) Der Verfasser hat diese Anordnung bei der Konstruktion eines Gasselbstzünders verwendet. Vergleiche Grix, Gasselbstzünder, Journal für Gasbeleuchtung und Wasserversorgung **53**, 457, 1910; Grix, Platin-Gasselbstzünder für hängendes Gasglühlicht, dasselbe Journal **53**, 1193, 1910.

folgedessen kalt Spannungen in das Material hinein, welche bei der Erhitzung auf höhere Temperaturen wieder verschwanden und dazu beitrugen, daß die Spiralen nach einer Erwärmung bei der nächsten Abkühlung nicht wieder die ursprüngliche Form annahmen. Es wird natürlich von Einfluß sein, ob die Deformation infolge der Erwärmung eine Beanspruchung des Materiales herbeiführt, die unterhalb oder oberhalb der Elastizitätsgrenze liegt. Die Metallschichten einer Kompensationsspirale, bei der die soeben angedeuteten Übelstände nicht auftreten sollen, müssen im kalten Zustande spannungslos aufeinander liegen, was man z. B. dadurch erreichen kann, daß man jedes Metall für sich spiralig formt und die Metalle dann erst vereinigt. Ein solches Verfahren wäre natürlich umständlich und kostspielig. Durch einen Versuch kann man sich leicht davon überzeugen, daß aber auch in diesem Falle der Teil des Ausschlages einer erwärmten Kompensationsspirale, welcher einen seitlichen Ausschlag hervorbringen könnte, nicht sehr groß ist. Die Spirale wird nämlich nur bestrebt sein, sich bei einer Erwärmung so einzustellen, daß sie den Längenänderungen der Metallschichten folgen kann. Dies wird schon dadurch erreicht, daß sie sich bei Temperaturerhöhungen ein wenig anders krümmt als im kalten Zustande.

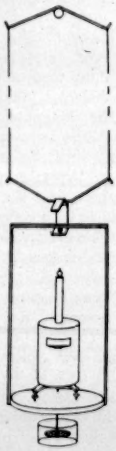
Danzig, Elektrotechnisches Institut der Technischen Hochschule, im November 1910.

(Eingegangen 24. November 1910.)

Eine einfache schütterfreie Aufhängung.

Von Wilhelm Volkmann.

Es ist nicht selten, daß man durch die Erschütterungen eines Meßinstrumentes sehr belästigt wird, sich aber der Kosten und Umständlichkeit wegen nicht zum Gebrauch einer Juliusschen Aufhängung entschließen kann. Für solche Fälle möchte ich eine Aufhängungsweise empfehlen, die ich bereits in mehreren stark erschütterten Gebäuden mit ausgezeichnetem Erfolg angewendet habe. Die Figur zeigt diese Einrichtung. An einer runden Messingplatte ist ein Bügel aus Bandmessing befestigt, durch den oben in der Mitte ein 3 mm weites Loch gebohrt ist. Das Loch ruht mit hinreichender Reibung, um ungewollte Drehungen auszuschließen, auf einer Fahrradkugel, die in dem 3 mm weiten Loche eines Bügels aus Messingblech liegt. Der Bügel ist oben in scharfer Ecke gebogen und liegt auf einem winkelförmig geknickten Stahldraht, dessen Enden umgebogen sind. Ein ähnlich geformter Stahldraht in umgekehrter Stellung trägt das Ganze an Bindfäden, Drähten oder Kettchen. Er ruht in der eingedrehten Dreikantnute eines etwa 13 mm starken Stabes, der in die Wand eingegipst oder in einer Wandklemme[1]) festgespannt ist. Zur Beruhigung des ganzen Apparates dient eine Öldämpfung, gebildet aus einem unter der Messingplatte angebrachten runden Stück Kupferdrahtnetz, das je nach der Art der Erschütterungen in Paraffinöl oder dickes Maschinenöl taucht. Das Instrument, das man benutzen will, richtet man zunächst auf einer genau



horizontalen Platte aus, dann stellt man es zugleich mit einer Dosenlibelle auf die Messingplatte der Aufhängevorrichtung und beseitigt kleine Abweichungen dieser Platte von der richtigen Lage durch seitlich aufgelegte kleine Belastungen. Die Drahtfedern sollen sich um mehrere cm durchbiegen. Die gute Wirkung dieser Aufhängung beruht wesentlich darauf, daß jede Durchbiegung der lose aufgelegten Drahtfeder sich auf beide Fäden in genau gleicher Weise verteilt, so daß die Stöße, die noch bis unten kommen, nie Phasenunterschiede haben, die seitliche Schwankungen hervorbringen könnten, wie man sie z. B. erhält, wenn man in der Juliusschen Aufhängung die Fäden in ihrer ganzen Länge oder zum Teil durch Spiralfedern ersetzt.

1) Erhältlich bei Leppin & Masche, Berlin SO., Engelufer 17.

Die zweckmäßige Größe des Galvanometerspiegels.

Von Wilhelm Volkmann.

Der Spiegel eines Galvanometers oder eines anderen mit Spiegel abzulesenden Meßinstrumentes hat in zweifacher Weise Einfluß auf die Empfindlichkeit. Einerseits stellt er eine um so stärkere Vermehrung des Trägheitsmomentes dar, je größer er ist und dadurch drückt er die Empfindlichkeit herab. Andrerseits wächst seine optische Leistung mit seiner Größe und damit nimmt die Feinheit der Winkelmessung zu[1]). Gerade der letzte Punkt ist oft unterschätzt worden und hat dazu geführt, die Spiegel kleiner als zweckmäßig zu wählen. Will man schon ein recht empfindliches Galvanometer bauen, so muß man alle Umstände, die darauf Einfluß haben, gleichmäßig berücksichtigen. Auf die Magnete und Spulen ist schon unendliche Mühe verwendet worden, den Spiegel hat man aber bisher fast[2]) immer lediglich als lästige Vermehrung des Trägheitsmomentes angesehen und die Stellen in der Literatur sind zahlreich, die den Rat enthalten, den Spiegel recht klein zu wählen. Demgegenüber soll im folgenden gezeigt werden, welche Spiegelgröße am zweckmäßigsten zu wählen ist.

Zunächst wird man bestrebt sein, den Spiegel recht dünn zu nehmen, da ja seine Dicke keinerlei Beitrag zu seiner optischen Leistung liefert. Je dünner der Spiegel wird, um so schwerer ist es ihn zu schleifen, um so weniger genau werden also seine Flächen ausfallen. Nun sind aber die Anforderungen an die Genauigkeit der Flächen ganz andere bei großen und bei kleinen Spiegeln. Für einen 2 mm großen Spiegel erreichen die Beugungsscheibchen schon bei 1 m Abstand eine solche Größe, daß die Millimeterskale anfängt merklich unklar zu werden, für einen 20 mm großen Spiegel tritt dasselbe erst bei 10 m Abstand ein. Daher dürfen bei dem ersteren Spiegel auch die aus der mangelhaften Gestalt der Flächen folgenden Fehler ohne Schaden 10mal so groß sein, wie bei dem größeren Spiegel; durch diesen Umstand ist man genötigt, für größere Spiegel ganz wesentlich dickeres Glas zu nehmen als für kleine. Ja es ist gar nicht einmal nötig, die kleinsten Spiegel überhaupt zu schleifen, man kann sie mit bestem Erfolg aus mikroskopischem Deckglas aussuchen. Ich besitze eine große Anzahl Deckglasspiegel bis zu 6 mm Durchmesser, die nicht merklich hinter dem theoretischen Auflösungsvermögen zurückbleiben, obgleich man mit Interferenzmethoden beträchtliche Mängel ihrer Flächen feststellen kann. Die Durchprüfung einer großen Anzahl von Spiegeln hat mir gezeigt, daß jedenfalls zwischen 1 und 25 mm Durchmesser durchweg Spiegel beschafft werden können, deren Dicke nur ein Fünfzigstel des Durchmessers beträgt und die das theoretische Auflösungsvermögen haben. Dabei sind die kleinsten Spiegel aus Deckglas, die größeren aus geschliffenen Plättchen auszusuchen und in solchen Fassungen zu benutzen, die keinerlei Verbiegung herbeiführen. Wenn sich auch nachher zeigen wird, daß man im allgemeinen ohne erheblichen Schaden viel dickere Spiegel verwenden darf, so soll diese Feststellung doch als Begründung dafür dienen, wenn wir in der folgenden Rechnung für alle Spiegel die Dicke $= {}^1/_{50}$ des Durchmessers setzen.

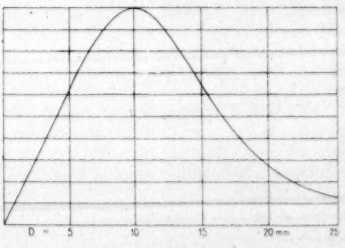


Fig. 1.

Um die beste Spiegelgröße zu ermitteln, verfügen wir zunächst über die Dicke der runden Spiegel im eben angegebenen Sinne. Dann wird das Trägheitsmoment des Spiegels bis auf einen Proportionalitätsfaktor c der fünften Potenz des Spiegeldurchmessers gleich, während seine optische Leistung dem Durchmesser D proportional ist. Bezeichnet ferner K das Trägheitsmoment, welches das bewegliche System ohne den Spiegel hat und soll immer die gleiche Schwingungsdauer bestehen, so hat man einen Faden zu verwenden, dessen Direktionskraft $K + cD^5$ proportional ist. Die Empfindlichkeit wird dann proportional

$$\frac{D}{K + cD^5}.$$

Dieser Ausdruck wird ein Maximum, wenn

$$cD^5 = {}^1/_4 K$$

ist. Mit anderen Worten, der Spiegel soll den fünften Teil des gesamten Trägheitsmomentes ausmachen, wenn man ein möglichst empfindliches Instrument bauen will. Ich habe diese Beziehung nirgends abgeleitet gefunden, es sei nur bemerkt,

1) Diese Zeitschr. 12, 30, 1911.

2) Nur bei W. Einthoven, Ann. d. Phys. (4), 12, 1059—1071, 1903, finde ich eine gerechtere Beurteilung des Spiegels.

daß bei den Galvanometern von Paschen[1]) und Du Bois und Rubens[2]) die Spiegel tatsächlich, soweit sich das aus den Angaben nachrechnen läßt, die günstigste Größe haben. Im ersten Falle wurde nach Angabe des Autors diese Spiegelgröße ausprobiert.

Für die praktische Anwendung ist es nicht ohne Bedeutung zu wissen, ob die abgeleitete Beziehung ein scharfes oder nur ein flaches Maximum der Empfindlichkeit zur Folge hat. Bei Verwendung leichten Glases hat ein Spiegel von 10 mm Durchmesser und 0,2 mm Dicke ein Trägheitsmoment von 0,0025 cm^2g. Er paßt also als bester zu einem System mit dem Trägheitsmoment 0,01 cm^2g. So ausgerüstet und bei dem größten Spiegelabstand, der noch eine Ablesung ermöglicht, benutzt, hat das System eine Empfindlichkeit, die für die nachfolgende Vergleichung als Einheit diene. Nun werde dasselbe System der Reihe nach mit Spiegeln von 0 bis 25 mm Durchmesser verwendet und der Aufhängefaden stets so gewählt, daß die Schwingungsdauer ungeändert bleibt. Auch jetzt findet die Beobachtung stets aus möglichst großem Abstande statt. Die leicht zu berechnenden Empfindlichkeiten, die sich dann ergeben, sind in Fig. 1 eingetragen und durch eine Kurve verbunden. Wie man sieht, bedeuten 20 Proz. Abweichung vom besten Spiegeldurchmesser 9 bis 10 Proz. Einbuße an der Empfindlichkeit.

Den Berechnungen war eine Spiegeldicke zugrunde gelegt, die den fünfzigsten Teil des Spiegeldurchmessers ausmacht. Im allgemeinen wird die Dicke des gerade verfügbaren Spiegels mehr oder weniger von diesem Wert abweichen. Es hat deshalb einigen Wert, den Einfluß dieser Abweichung auf die Empfindlichkeit kennen zu lernen. Zu dem Zweck vergleichen wir Spiegel desselben Trägheitsmomentes, die verschiedene Dicke haben. Die Empfindlichkeit ist ihrem Durchmesser proportional, der in Fig. 2 über dem Dickenverhältnis aufgetragen ist. Die Figur lehrt, daß man bei Verdoppelung der angenommenen Spiegeldicke nur 13 Proz. der Empfindlichkeit einbüßt. Im Verhältnis zu

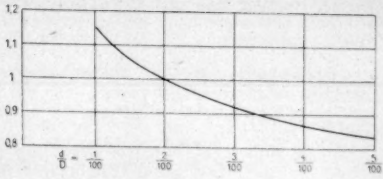


Fig. 2.

den ganz bedeutend verbesserten Bedingungen für die Herstellung der Spiegel ist das so wenig, daß im allgemeinen diese etwas dickeren Spiegel den Vorzug verdienen, denn sie sind nicht nur billiger, sondern auch gegen Verbiegen und Zerbrechen bedeutend besser geschützt. Weit wichtiger als die ängstliche Einhaltung einer sehr geringen Spiegeldicke ist jedenfalls die Rücksicht auf recht geringes Trägheitsmoment der Spiegelfassung. Bei älteren Instrumenten besonders findet man nicht selten Metallreifen, in die der Spiegel eingesetzt wird. Abgesehen davon, daß man bei solcher Fassung das Verbiegen des Spiegels kaum vermeiden kann, wird ein recht vermeidbares ziemlich großes Trägheitsmoment dadurch eingeführt. Bei anderen Instrumenten liegt der Spiegel beträchtlich vor der Achse, wodurch sein Trägheitsmoment um die Fadenrichtung sehr vergrößert wird.

Handelt es sich um Spiegelinstrumente für objektive Spiegelablesung, so ist die Empfindlichkeit dadurch vom Spiegeldurchmesser abhängig, daß der längere Lichtzeiger nur bei entsprechend größerer Lichtmenge eine hinreichend helle Marke gibt. Da die Helligkeit mit dem Quadrat des Abstandes abnimmt, die verwendete Lichtmenge aber mit der Größe der Spiegelfläche wächst, steigert sich auch in diesem Falle die Empfindlichkeit dem Spiegeldurchmesser proportional, so daß die Rechnung unverändert bleibt. Die abgeleitete Regel wird gerade für Demonstrationsinstrumente im allgemeinen zu größeren Spiegeln führen als bisher üblich waren.

(Eingegangen 19. Dezember 1910.)

1) Zeitschr. f. Instrk. **13**, 13—17, 1893.
2) Zeitschr. f. Instrk. **20**, 65—78, 1900.

BESPRECHUNGEN.

L. Cerebotani, Qui-Quo-Libet (Fernschreibmaschine). 8. 26 S. mit einer Figurentafel. München, Th. Ackermann. 1909. M. 1.30

Das Buch enthält eine Beschreibung des vom Verf. konstruierten Apparats, welcher, neben Telephonapparate geschaltet, unter Benutzung derselben Leitung neben dem mündlichen auch einen schriftlichen Verkehr ermöglicht. Die Bedienung des Apparats geschieht wie bei den „Börsendruckern" durch Niederdrücken von Tasten, ähnlich denen einer Schreib-

maschine, wodurch auf der Empfangsstation die betreffenden Buchstaben auf einen Papierstreifen geschlagen werden. M. Reich.

L. Cerebotani, Neues Zentralbatteriesystem nebst Gesprächzähler. 8. 32 S. mit einer Figurentafel. München, Th. Ackermann. 1909: M. 1.30

Verf. beschreibt einige seiner Erfindungen, welche sich auf Vereinfachungen der Schaltungen in Telephonzentralen beziehen. M. Reich.

P. Thomas, 16 Lektionen zur Einführung in die Pflanzenphysiologie für Volks- und höhere Schulen. 74 S. Annaberg i. Erzg., Grasers Verlag (Richard Liesche). 1908. M. 1.60

Die 16 Lektionen sind, wie im Vorwort ausgeführt wird, „herausgewachsen aus einer Reihe wissenschaftlicher Vorträge mit Experimenten", die der Verf. zu Annaberg im Bezirkslehrerverein gehalten hat. „Die Lektionen lehnen sich in ihren Grundzügen an Vorlesungen Prof. Detmers in Jena an. Die Abbildungen sind zum größten Teil aus den Werken von Detmer und Claußen übernommen." Jede Lektion besteht aus Erläuterungen und Fragen der Lehrer und Antworten der Schüler. Am Schluß einer jeden Lektion erfolgt eine Zusammenstellung und zur „Konzentration" für die Volksschüler(!) Aufsatzthemata, von denen einige herausgegriffen seien: „Die Desinfektion unserer Wohnung nach der schweren Erkrankung der Schwester"; „Der kleine Pflanzendoktor"; „Fertige einen Krankheitsbericht (Bulletin) über die Pfleglinge im Schulzimmer an". Die einzelnen Versuche sind nicht einzeln übersichtlich beschrieben (wie z. B. bei Claußen), sondern in die jeweiligen Erklärungen des Lehrers eingeflochten. Wer sich daher nicht genau an den Gedankengang des Verfassers halten will, wird das Buch wohl kaum gebrauchen können. Unangenehm berührt dabei auch der schwülstige, schulmeisterhafte Ton der Anweisungen. Stofflich behandelt der Verf. sein Gebiet im wesentlichen erschöpfend; wo er auf andere Gebiete übergreift, sind Ungenauigkeiten vorhanden. Die „überschauende Lektion" über Mineralogie ist ganz oberflächlich; die Stoffe sind scheinbar ohne jeden inneren Zusammenhang ausgewählt. Eine wertvolle Bereicherung unserer Literatur kann Referent in der vorliegenden Schrift nicht erblicken. R. Lucas.

B. Peter, Die Planeten. (Band 240 der Sammlung „Aus Natur und Geisteswelt".) 131 S. mit 18 Figuren im Text. Leipzig, B. G. Teubner. 1909. Geb. M. 1.25

Der bekannte Leipziger Astronom behandelt hier die einzelnen Körper unseres Planetensystems, ihre Bahn, ihre Erscheinung für das unbewaffnete und das bewaffnete Auge, ihre physikalischen Eigenschaften, ferner die sie begleitenden Trabanten. Die klar geschriebene Schrift kann in jeder Beziehung bestens empfohlen werden. R. Lucas.

J. Scheiner, Der Bau des Weltalls. (Bd. 24 der Sammlung „Aus Natur und Geisteswelt".) 132 S. mit 26 Figuren im Text und auf 2 Tafeln. 3. verbesserte Auflage. Leipzig, B. G. Teubner. 1909. M. 1.—, geb. M. 1.25

Der als Forscher wie als populär wissenschaftlicher Schriftsteller in gleicher Weise rühmlichst bekannte Verfasser entwirft in der vorliegenden Schrift ein anschauliches Bild von dem inneren und äußeren Bau des Weltalls. Das Werk wird sicher manchem die Anregung geben, sich mit Hilfe einer der bekannten populären Astronomien mit der allgemeinen Himmelskunde vertrauter zu machen.

Die Annahme des Verfassers (S. 46), daß in den extrem hohen Temperaturen der Fixsterne alle Verbindungen in ihre Elemente zerfallen sind, ist wohl nicht gerechtfertigt; nach dem bekannten Le Chatelierschen Prinzip werden vielmehr dort in jenen unbekannten Welten gerade diejenigen Verbindungen sich gebildet haben und beständig sein, welche unter Wärmentwicklung entstehen. R. Lucas.

Michael Faraday, Naturgeschichte einer Kerze. Sechs Vorlesungen für die Jugend, mit einem Lebensabriß Faradays, herausgegeben von Dr. Richard Meyer. V. Auflage. 8. VIII u. 172 S. nebst einem Bildnis Faradays und 35 Abbildungen. Leipzig, Quelle & Meyer. 1909. Gebunden M. 2.50

Eine neue Auflage des bekannten so reizvollen Buches von Faraday, gegenüber der früheren nur durch einige kleine Zusätze in dem vorausgeschickten Lebensabriß ergänzt, durch welche die neuesten Fortschritte der Elektrotechnik und der Elektrochemie angedeutet sind.

Einer weiteren Empfehlung bedarf das bekannte Buch nicht, in dem der Verfasser an dem Lebensgange einer Kerze eine Menge naturwissenschaftlicher Kenntnisse in anregender einfachster Form den jugendlichen Lesern übermittelt. F. Krüger.

C. Doelter, Das Radium und die Farben. Einwirkung des Radiums und ultravioletter Strahlen auf organische und anorganische Stoffe sowie auf Mineralien. 8. VIII u. 133 S. Dresden, Th. Steinkopff. 1910. M. 4.—, gebunden M. 5.—

Doelters neuestes Buch enthält eine dankenswerte und anregende Zusammenstellung der Farbenänderungen, welche durch Radium-, Kathoden-, Röntgen- und ultraviolette Strahlen in organischen und anorganischen Körpern bewirkt werden, wobei auch der Erregung von Lumineszenz (z. T. polarisiert) an Diamant, Kalzit, Aragonit, Kunzit u. a. gedacht wird.

Die Wirkungen der Radiumstrahlen sind meist intensiver und dauernder als diejenigen der anderen. Es werden zahlreiche, zum großen Teil vom Verf. selbst erzielte Farbenänderungen behandelt, wie z. B. an Schwefel, Quarz, Flußspat und vielen anderen Stoffen, speziell auch Edelsteinen sowie Gläsern, z. T. bei verschiedenen Temperaturen, z. T. bei vorheriger, z. T. bei nachheriger Temperaturänderung. Die Gläser, z. T. auch die Edelsteine, zeigen die Eigentümlichkeit, daß ihre Radiumfärbung durch Kathodenbestrahlung rückgängig gemacht wird. Die Färbungen des Steinsalzes werden besonders eingehend, hauptsächlich auch

auf nachherige Hitzewirkung in verschiedenen Gasen hin studiert, wobei erhebliche Unterschiede zwischen natürlicher und künstlicher Färbung hervortreten, so daß das Problem der natürlichen Blaufärbung von Steinsalz noch nicht als gelöst gelten darf.

Hinsichtlich der Ursache der Farbenänderungen werden z. T. nur physikalische, z. T. auch chemische Vorgänge anzunehmen sein, letzteres besonders da, wo das umgebende gasförmige Medium je nach seiner chemischen Natur die Färbung bzw. Entfärbung modifiziert. Betreffs der rein physikalischen Vorgänge darf wohl die Umwandlung verschiedener polymorpher Modifikationen, die Fällung kolloidaler Lösungen, die Überführung molekular-disperser Lösungen in kolloidale und amorpher Stoffe in kristalline durch Bestrahlung herangezogen werden. Meist dürfte es sich um katalytische Beschleunigung spontaner Prozesse, seltener um solche Vorgänge handeln, welche umgekehrt von Vermehrung der freien Energie begleitet sind und proportional der zugeführten Energie fortschreiten.

Johnsen.

G. Jäger, Theoretische Physik I. Mechanik und Akustik. (Sammlung Göschen Nr. 76.) 4. verbesserte Auflage. 165 S. mit 24 Figuren. Leipzig, G. J. Göschen. 1909. M. 0.80

— **Theoretische Physik II.** Licht und Wärme. (Sammlung Göschen Nr. 77.) 4. Auflage. 151 S. mit 47 Figuren. Leipzig, G. J. Göschen. 1909. M. 0.80

Die vorige Auflage dieser beiden, sich bekanntlich allgemeiner Beliebtheit erfreuenden — und in ihrer Art auch wirklich ausgezeichneten — Bändchen sind von Herrn Max Iklé bereits in dieser Zeitschr. **6**, 431, 1905 und **7**, 71, 1906 besprochen worden. — Hier wäre nur zu erwähnen, daß man neuerdings in Band I das Kapitel über Elastizitätstheorie findet, das bisher in Band IV (1908) am Schlusse angegliedert war. Band II zeigt, abgesehen von einem am Ende gegebenen Literaturverzeichnis, keine Erweiterungen. H. Hörig.

F. Linke, Das Werden im Weltall. Eine moderne Weltentwicklungslehre. 77 S. Leipzig, Th. Thomas. 1910. M. 1.—, geb. M. 1.60, für Mitglieder der Deutschen Naturwissenschaftlichen Gesellschaft M. —.75, geb. M. 1.20

Die im Mai 1909 gegründete „Deutsche naturwissenschaftliche Gesellschaft" verfolgt den Zweck, „alle naturwissenschaftlichen Bestrebungen zu fördern und die Errungenschaften der Naturwissenschaften in gemeinverständlicher Weise in die weitesten Kreise zu tragen". Die vorliegende, von der genannten Gesellschaft herausgegebene Schrift behandelt im wesentlichen Anschauungen, die von Arrhenius in zwei großen Werken, „Das Werden der Welten" und „Die Vorstellung vom Weltgebäude im Wandel der Zeiten", ausführlich entwickelt worden sind. Der Verf. hat es vortrefflich verstanden, dem Leser wenigstens einen Begriff von dem Arrheniusschen Weltbild zu verschaffen. R. Lucas.

E. Mangold, Unsere Sinnesorgane und ihre Funktion. (Bd. 26 von „Wissenschaft und Bildung".) 8. 147 S. mit 40 Abbild. Leipzig, Quelle & Meyer. 1909. M. 1.—, geb. M. 1.25

Wer sich über die anatomischen und physiologischen Verhältnisse der Sinnesorgane am Menschen in einer dem modernen Standpunkt durchaus entsprechenden Weise unterrichten will — und welcher Physiker hätte dazu nicht Veranlassung —, dem kann die Mangoldsche Schrift dringend empfohlen werden. Bei Verzicht auf gelehrte Nomenklatur ist die Darstellung klar und durchaus wissenschaftlich. Die Abbildungen sind zum Teil ein wenig primitiv, erfüllen indessen ihren Zweck in genügender Weise. Dem Ohr und Auge ist naturgemäß der größte Teil der Besprechung gewidmet, doch werden neben Geruchs- und Geschmackssinn die Hautsinnesorgane sowie Gleichgewichtssinn, Bewegungs- und Lagenempfindungen genügend besprochen. Behrendsen.

Paul Spies, Physikalische Entwicklungsmöglichkeiten. Festrede, gehalten am 27. Januar 1909 in der Königlichen Akademie zu Posen. Sonderabdruck aus dem 21. Jahrgang der illustrierten naturwissenschaftlichen Monatsschrift „Himmel und Erde". gr. 8. 16 S. Leipzig, B. G. Teubner. 1909. Preis geh. M. 0.50

Eine Kaisers-Geburtstagsrede, auf die wegen der Schwierigkeit der auszugsweisen Wiedergabe ein Hinweis wohl genügen wird. C. Fritsch.

E. Hoppe, Freiwillige Schülerübungen in Physik im humanistischen Gymnasium. gr. 8. 36 S. Leipzig, Quelle & Meyer. 1909. M. 0.80

Die kleine Schrift schildert die Art und Weise des Verfassers, der am Wilhelmgymnasium in Hamburg ohne besondere Mittel, lediglich mit dem Unterrichtsapparat, physikalische Schülerübungen abgehalten hat, wohl um die Meinung zu zerstören, als seien für das Schülerpraktikum besonders große Mittel unentbehrlich. Daß er diese Übungen bei 15 Teilnehmern unter solchen Umständen ermöglichte, ist sicherlich zu bewundern, zumal von einem Arbeiten „in der Front" dabei natürlich nicht die Rede sein konnte. In der etwa ein Viertel der kleinen Arbeit einnehmenden Einleitung sucht der Verfasser sich vor dem Vorwurf zu bewahren, daß er durch seine schönen Bestrebungen der klassischen Bildung irgend entgegen arbeite.

Behrendsen.

Jahrbuch der Naturwissenschaften. Herausgegeben von J. Plaßmann. 24. Band. 1908 bis 1909. Lex. 8. XII u. 461 S. mit 27 Abbild. u. 1 Bildnis. Freiburg, Herdersche Verlagsbuchhandlung. 1909. Gebunden M. 7.50

Das schon früher in dieser Zeitschrift besprochene Jahrbuch ist nach dem 1908 erfolgten Tod seines Begründers, des Prof. M. Wildermann, in andere Hände übergegangen. Es soll gleich vorausgeschickt werden, daß dadurch der Charakter und der Wert des Jahrbuchs sich nicht geändert hat. Dasselbe ist dazu bestimmt, den gebildeten Laien über die wichtigsten Fortschritte der Physik, Chemie, Astronomie, der be-

schreibenden Naturwissenschaften, der Heilkunde, der Technik, Landwirtschaft und verwandter Gebiete zu unterrichten.

Jeder der soeben erwähnten Abschnitte enthält eine Zahl gut geschriebener, nicht allzu ausgedehnter Referate von der Hand eines Fachmanns und orientiert über die wesentlichsten Errungenschaften des Jahres, wobei neue Anschauungen sowie Entdeckungen in wissenschaftlich korrekter, aber wohlverständlicher Form geboten werden. Behrendsen.

Jahrbuch der Naturwissenschaften. Herausgegeben von J. Plaßmann. 25. Band. 1909 bis 1910. Lex. 8. XII u. 452 S. mit 32 Abbild. Freiburg, Herdersche Verlagsbuchhandlung. 1910. Gebunden M. 7.50

Auch der vorliegende 25. Jahrgang steht auf der Höhe der früheren Bände und ist wohl dazu angetan, den naturwissenschaftlich interessierten Laien über die wesentlichsten Fortschritte in den verschiedensten Zweigen der Naturwissenschaften zu unterrichten. Fließt doch ein jeder Abschnitt aus der Feder eines speziellen Fachmannes.

So berichtet Prof. Konen im physikalischen Teile in klarer und treffender Darstellung über die modernsten Anschauungen und Forschungsresultate auf dem Gebiete der Strahlungen, über die durch das Relativitätsprinzip geschaffene Auffassung des Massenbegriffes. Aus der Spektralanalyse wird unter andern des Ritzschen Kombinationsprinzips Erwähnung getan, in der Magnetooptik die von Becquerel entdeckten Änderungen an Absorptionslinien bei tiefen Temperaturen, wobei auch die Elektronentheorie gestreift sowie eine Übersicht über die Bestimmungen von $\frac{e}{m}$ gegeben wird. Auch der Elektrizitätsleitung in Metallen und Gasen wird Rechnung getragen und namentlich über die Untersuchungen hinsichtlich der Natur (Polarisation und Beugung) der Röntgenstrahlen berichtet. Das Gebiet der Radioaktivität wird in dem 41 Seiten umfassenden physikalischen Teile nur gestreift und einiges über die Natur der α-Strahlen gebracht. Behrendsen.

J. Stark, Prinzipien der Atomdynamik. I. Teil: Die elektrischen Quanten. 8. VIII u. 124 S. Leipzig, S. Hirzel. 1910. M. 3.20, gebunden M. 4.—

Der vorliegende erste Teil soll zwei weiteren über „Die elementare Strahlung" und „Die Elektrizität im chemischen Atom" zur Grundlage dienen. Der Inhalt zerfällt in die Abschnitte: „Prinzipielle Methoden der physikalischen Erkenntnis", „Atomistische Struktur der elektrischen Ladung und der elektromagnetischen Medien", „Die Masse der freien elektrischen Quanten" und „Energie und Struktur des stationären elektromagnetischen Feldes". —

Den Schwerpunkt darf man in der Darlegung der Grenzen einer „Mediumdynamik" und in dem Nachweis der logischen Notwendigkeit einer „Atomdynamik" erblicken. Zweck der Arbeit ist nicht die Referierung der diesbezüglichen Literatur, sondern die Diskussion der prinzipiellen Fragen, es liegt dem Autor daran, Vorstellungen zu gewinnen, die als Leitfaden für die weitere Forschung sich voraussichtlich als brauchbar erweisen werden. Im letzten Kapitel ist allerdings sehr viel Hypothetisches enthalten — hingewiesen sei z. B. auf das „Außenvolumen" eines elektrisch neutralen Körpers und das Problem der Gravitation —, doch hat der Autor es verstanden, diese Hypothesen immer gut zu präzisieren, so daß ihr anregender Wert klar hervortritt. H. Hörig.

Hermann Minkowski, Zwei Abhandlungen über die Grundgleichungen der Elektrodynamik. Mit einem Einführungswort von Otto Blumenthal. (Fortschritte der mathematischen Wissenschaften in Monographien, herausgegeben von Otto Blumenthal, Heft 1.) 8. 82 S. Leipzig, B. G. Teubner. 1910. Geh. M. 2.40

In diesem Hefte ist erstens Minkowskis große fundamentale Arbeit, „Die Grundgleichungen für elektromagnetische Vorgänge in bewegten Körpern", abgedruckt, die in den Nachrichten der Kgl. Ges. d. Wiss. zu Göttingen, Math.-phys. Kl., Sitzung vom 21. Dezember 1907, erschienen war, und zweitens enthält es eine aus dem Nachlaß Minkowskis von Max Born bearbeitete Abhandlung, „Eine Ableitung der Grundgleichungen für elektromagnetische Vorgänge in bewegten Körpern vom Standpunkte der Elektronentheorie". Kurz vor seinem Tode hat Minkowski mit Herrn Born, der unabhängig von ihm dieselben Gedankengänge verfolgt hatte, über diesen Gegenstand gesprochen, und es ist dann Herrn Born gelungen, aus dem nachgelassenen Manuskript zu konstatieren, daß seine hier publizierte Arbeit tatsächlich die Ideen Minkowskis getroffen hat. — H. Hörig.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt: Frau Mag. Margarete Bose zum ord. Professor der Chemie an der Nationaluniversität La Plata, die Privatdozenten für Physik an der Universität Wien Dr. Egon Ritter von Schweidler und Dr. Stefan Meyer zu etatsmäßigen außerordentlichen Professoren daselbst.

Verliehen: Dem ord. Professor der Mathematik an der Technischen Hochschule Lemberg Dr. Placyd Dziwinski und dem ord. Professor der Elektrotechnik an der deutschen Technischen Hochschule Prag Dr. Johann Puluj der Titel k. k. Hofrat, dem Privatdozenten für Elektrische Bahnen an der Böhmischen Technischen Hochschule Prag Dr. Ludvik Simek und dem Privatdozenten für Physik an der Technischen Hochschule Aachen Dr. Edgar Meyer der Titel Professor, dem ord. Professor der Mathematik an der Universität Königsberg Dr. Franz Meyer der Titel Geh. Regierungsrat, dem Fabrikbesitzer Ernst Leitz sen. von der Fabrik optischer Apparate in Wetzlar Ernst Leitz das Ehrendoktorat der philosophischen Fakultät der Universität Marburg.

Berufung: Der ord. Professor der Chemie an der Universität Breslau Geh. Regierungsrat Dr. Eduard Buchner hat einen Ruf in gleicher Eigenschaft an die Universität Würzburg angenommen.

Gestorben: Der ord. Professor der Elektrochemie an der Technischen Hochschule Berlin Geh. Regierungsrat Dr. Georg v. Knorre.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.